

Weiterentwicklung des Detektorsystems  
am QCLAM–Spektrometer  
des S–DALINAC  
und  
Untersuchung der Reaktionen  
 $^{48}\text{Ca}(\text{e}, \text{e}')$  und  $^{58}\text{Ni}(\text{e}, \text{e}')$  unter  $180^\circ$

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

**D i s s e r t a t i o n**

angefertigt von

Dipl.–Phys. Bodo Reitz  
aus Rüsselsheim

Oktober 2000

Darmstadt  
D 17

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. J. Wambach

Tag der Einreichung: 25. Oktober 2000

Tag der mündlichen Prüfung: 27. November 2000

# Zusammenfassung

Zur Durchführung von  $(e, e')$ -Einarm- und  $(e, e'x)$ -Koinzidenzexperimenten am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC wird das QCLAM-Magnetspektrometer eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Detektorsystem des Spektrometers weiterentwickelt und neue vertikale Vieldrahtdriftkammern aufgebaut, die die doppelte Anzahl an Zähldrähten besitzen. Dabei musste auch die Ausleseelektronik modifiziert und erneuert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Vorverstärker und ein neuer Diskriminator aufgebaut. Außerdem konnten die Prototypen dieser Module getestet werden. Für das System zur Messung der Driftzeiten wurde ein neues Konzept erstellt.

Die Untersuchung magnetischer Kernanregungen in  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{48}\text{Ca}$  mit inklusiver inelastischer Elektronenstreuung unter  $\theta = 180^\circ$  am S-DALINAC wird im zweiten Teil dieser Arbeit beschrieben. An  $^{58}\text{Ni}$  wurden zwei Spektren im Anregungsenergiebereich von 0 MeV bis 22 MeV bei Einschussenergien  $E_0$  von 56.6 MeV und 65.4 MeV gemessen. Diese Experimente bilden den Ausgangspunkt für die Untersuchung der Verteilung der magnetischen Quadrupolstärke über einen großen Anregungsenergiebereich und die Suche nach der Spin-Dipol Stärke in  $^{58}\text{Ni}$ . Für eine quantitative Analyse müssen noch Elektronenstreuenspektren bei weiteren Einschussenergien aufgenommen und analysiert werden. Aber schon mit den zwei vorliegenden Spektren konnte ein Kandidat für eine magnetische Quadrupolbahnmode gefunden werden. Weiterhin wurden mit der Entropie-Index Methode die Anregungsenergiespektren auf charakteristische Energieskalen untersucht. Eine Skala von 200 keV bis 250 keV trat in allen Spektren auf und wurde mit der Ankopplung von komplexen Zweiteilchen-Zweiloch Konfigurationen an die kollektiven Moden erklärt.

Am Beispiel von  $^{48}\text{Ca}$  konnte der Einfluss von Medium-Effekten auf transversale Formfaktoren bei niedrigen Impulsüberträgen untersucht werden. Dazu wurden die Formfaktoren für die Anregung des ersten  $J^\pi = 4^-$  Zustandes bei  $E_x = 6.11$  MeV und des ersten  $J^\pi = 2^-$  Zustandes bei  $E_x = 6.89$  MeV in  $^{48}\text{Ca}$  untersucht und mit Ergebnissen aus RPA und SRPA Rechnungen mit unterschiedlichen Restwechselwirkungen verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass die am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC durchgeführten Elektronenstreuexperimente empfindlich genug sind, um solche Einflüsse zu studieren. Die quantitative Analyse dieser

Effekte ist modellabhängig. Unter der Verwendung einer speziellen Restwechselwirkung ergab sich die Notwendigkeit der Reduktion der Masse des  $\rho$ -Mesons in  $^{48}\text{Ca}$  von etwa 10%. Im Gegensatz dazu steht das Ergebnis unter Verwendung einer zweiten Restwechselwirkung, die in der Lage ist, die globalen Eigenschaften der magnetische Stärkeverteilungen in  $^{48}\text{Ca}$  sehr gut zu beschreiben. Hier ergab sich, dass die  $\rho$ -Mesonenmasse nicht modifiziert werden muss.

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
|          | Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer  | 5         |
| <b>2</b> | <b>Experimente am S-DALINAC</b>  | <b>5</b>  |
| <b>3</b> | <b>Grundlagen des Detektorsystems</b>  | <b>7</b>  |
| 3.1      | QCLAM-Magnetspektrometer . . . . .   | 7         |
| 3.2      | Vertikale Violdrahtdriftkammern . . . . .  | 11        |
| 3.3      | Driftkammerelektronik . . . . .  | 14        |
| <b>4</b> | <b>Aufbau</b>  | <b>16</b> |
| 4.1      | Mechanischer Aufbau . . . . .  | 17        |
| 4.2      | Vorverstärker . . . . .  | 19        |
| 4.3      | Diskriminatorstufe . . . . .   | 21        |
| 4.4      | TDC-System . . . . .   | 23        |
| <b>5</b> | <b>Inbetriebnahme</b>  | <b>26</b> |
| 5.1      | Vertikale Violdrahtdriftkammern . . . . .  | 26        |
| 5.2      | Vorverstärker und Diskriminatoren . . . . .  | 28        |
| <b>6</b> | <b>Ausblick</b>  | <b>32</b> |
|          | Untersuchung magnetischer Übergänge in den Kernen $^{48}\text{Ca}$ und $^{58}\text{Ni}$<br>in der Reaktion $(e, e')$ unter $180^\circ$ | 34        |
| <b>7</b> | <b>Theoretische Grundlagen</b>   | <b>34</b> |
| 7.1      | Inklusive Elektronenstreuung . . . . .   | 34        |
| 7.2      | Besonderheiten der Streuung unter $180^\circ$ . . . . .  | 38        |
| 7.3      | Beschreibung der Atomkerne im Rahmen der SRPA . . . . .  | 41        |

|           |  |            |
|-----------|--|------------|
| <b>8</b>  | <b>Messung der Reaktion <math>^{58}\text{Ni}(e, e')</math> am S-DALINAC</b>  | <b>47</b>  |
| 8.1       | 180°-System . . . . .  | 47         |
| 8.2       | Durchführung des Experiments . . . . .   | 50         |
| <b>9</b>  | <b>Auswertung des <math>^{58}\text{Ni}</math>-Experiments</b>  | <b>53</b>  |
| 9.1       | Erzeugung der Spektren . . . . .   | 53         |
| 9.2       | Diskussion der Spektren . . . . .  | 56         |
| 9.3       | Bestimmung der Wirkungsquerschnitte . . . . .  | 61         |
| <b>10</b> | <b>Ergebnisse und Diskussion des <math>^{58}\text{Ni}</math>-Experiments</b>   | <b>69</b>  |
| 10.1      | Vergleich mit SRPA Rechnungen . . . . .  | 69         |
| 10.2      | Vergleich mit Ergebnissen aus hochauflösenden $(e, e')$ Experimenten bei niedrigen Impulsüberträgen . . . . .                | 75         |
| 10.3      | Vergleich mit Ergebnissen aus inelastischer Protonenstreuung . . .   | 80         |
| 10.4      | Untersuchung der auftretenden Energieskalen . . . . .  | 83         |
| <b>11</b> | <b>Einfluss von Medium-Modifikationen der Vektormesonmassen auf transversale Formfaktoren in <math>^{48}\text{Ca}</math></b> | <b>88</b>  |
| 11.1      | Brown-Rho Skalengesetz . . . . .   | 88         |
| 11.2      | Experimentelle Daten der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e, e')$ bei 180° . . . . .   | 90         |
| 11.3      | Analyse mit RPA Rechnungen und einer Kraft vom Landau-Migdal Typ . . . . .   | 92         |
| 11.4      | SRPA Rechnungen . . . . .  | 94         |
| <b>12</b> | <b>Ausblick</b>  | <b>105</b> |
| <b>A</b>  | <b>Ericson-Fluktuationen in der Reaktion <math>(e, e')</math></b>  | <b>107</b> |
| A.1       | Niveaudichten und Kohärenzbreiten . . . . .  | 108        |
| A.2       | Compoundkernreaktionen . . . . .   | 110        |

|                             |                                     |            |
|-----------------------------|-------------------------------------|------------|
| A.3                         | Anzahl der offenen Kanäle . . . . . | 111        |
| A.4                         | Spinkanäle . . . . .                | 112        |
| A.5                         | Energieauflösung . . . . .          | 114        |
| A.6                         | Begrenzter Datenbereich . . . . .   | 115        |
| A.7                         | Zählratenstatistik . . . . .        | 115        |
| A.8                         | Untergrund . . . . .                | 116        |
| A.9                         | Zusammenfassung . . . . .           | 117        |
| <b>Literaturverzeichnis</b> |                                     | <b>119</b> |





# 1 Einleitung

Die Untersuchung magnetischer Kernanregungen mit inelastischer Elektronenstreuung ist wesentlich zum Verständnis der Kernstruktur und der ihr zugrunde liegenden Kernkräfte [1–4]. Aktuelle Fragestellungen sind zum Beispiel die Suche nach magnetischen Riesenresonanzen, die Untersuchung der Feinstruktur dieser Resonanzen und die Quantifizierung von nichtnuklearen Beiträgen zum Formfaktor. Die Beantwortung dieser Fragen spielt nicht nur in der Kernstrukturphysik selbst eine Rolle, sondern hat auch weitreichende Implikationen auf angrenzende Forschungsbereiche, insbesondere auf die nukleare Astrophysik [5]. Das Verständnis der magnetischen Resonanzen erfordert eine systematische Untersuchung der Atomkerne in einem weiten Massenbereich.

Am Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger DALINAC und seinem supraleitenden Nachfolger S-DALINAC wurden und werden deswegen seit über zwei Jahrzehnten intensive Kernstrukturuntersuchungen in Form von  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(e, e')$  und  $(e, e'x)$  Experimenten durchgeführt. Seit 1994 steht am S-DALINAC auch ein Magnetsystem zur Verfügung, das den Nachweis von unter  $180^\circ$  gestreuten Elektronen ermöglicht. Experimente vom Typ  $(e, e')$  in dieser Kinematik sind besonders für die Untersuchung magnetischer Resonanzen geeignet.

In der Vergangenheit stand das Studium magnetischer Dipolanregungen im Vordergrund vieler Experimente. Obwohl diese Übergänge vorwiegend Einteilchencharakter haben und mikroskopisch häufig als Spin-Flip eines Valenznukleons betrachtet werden können, ist ihre quantitative theoretische Beschreibung nicht einfach. Zwar geben die meisten Modelle die energetische Lage der M1-Stärkeverteilung richtig wieder. Bei der Voraussage der Übergangsstärke zeigt sich jedoch eine systematische Überschätzung, die eine Retardierung der gyromagnetischen Faktoren  $g_S^{eff} = \gamma g_S^{free}$  im magnetischen Übergangsoperator erzwingt. Dieser Effekt wird oft als „Quenching“ bezeichnet.

Für den magnetischen Dipoloperator wurde die Stärke des Quenchings in einem weiten Massenbereich systematisch untersucht. Für Kerne mit  $A > 60$  erhält man typischerweise  $\gamma \approx 0.7$ , wie z. B. in [6, 7] gezeigt wurde. Kürzlich wurde in einem detaillierten Vergleich von  $fp$ -Kernen mit Schalenmodellrechnungen der Quenchingfaktor sehr genau zu  $\gamma = 0.75$  bestimmt [8, 9]. Als mögliche Erklärun-

gen für die Retardierung der gyromagnetischen Faktoren werden Beiträge aus der Anregung von Schalen außerhalb des jeweiligen Modellraumes, mesonische Austauschströme und subnukleare Freiheitsgrade, wie die Anregung der  $\Delta(1232)$  Resonanz, genannt.

Erst in jüngster Zeit wurde gezeigt, dass die beobachtete Retardierung der magnetischen Dipolstärke in gleicher Größenordnung auch bei magnetischen Quadrupol-Anregungen auftritt [10]. Für magnetische Oktupol-Anregungen gibt es bislang noch keine systematischen Untersuchungen in der Elektronenstreuung.

Ein Ziel der im Rahmen dieser Arbeit gestarteten Serie von Experimenten war es, das Quenching der M2- und M3-Stärke in  $^{58}\text{Ni}$  zu untersuchen. Der Kern  $^{58}\text{Ni}$  ist der erste nicht magische Kern in der  $fp$ -Schale, an dem solche Untersuchungen vorgenommen wurden. Die M1-Stärkeverteilung in  $^{58}\text{Ni}$  ist mit Hilfe von Elektronenstreuexperimenten [11,12] schon sehr genau bestimmt worden. Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Serie von Experimenten erweitert den Impulsübertragsbereich zu größeren Werten, so dass M2- und M3-Übergänge verstärkt angeregt und untersucht werden können. Parallel zu den Elektronenstreuexperimenten am S-DALINAC wurden im Rahmen einer weiteren Dissertation [13] Experimente vom Typ  $(p, p')$  und  $(\vec{p}, \vec{p}')$  an  $^{58}\text{Ni}$  am KVI in Groningen durchgeführt. Die Möglichkeiten einer gemeinsamen Analyse von  $(e, e')$  und  $(p, p')$  Experimenten an demselben Kern wurden zum Beispiel in [4] diskutiert. Sie werden eine Identifizierung der Spin-Dipol Resonanz ermöglichen.

In der vorliegenden Arbeit konnten wegen der aus technischen Gründen begrenzten Verfügbarkeit des Beschleunigers nur eine begrenzte Anzahl von Spektren gemessen werden. Deswegen ist Trennung der Beiträge verschiedener Multipolarität in den zwei vorliegenden Spektren zum derzeitigen Zeitpunkt noch nicht möglich. Allerdings zeigen sich schon jetzt interessante, qualitative Eigenschaften von  $^{58}\text{Ni}$ . Zum ersten Mal konnte die Feinstruktur der magnetischen Resonanzen mit der Entropie-Index Methode [14] untersucht werden, bislang erfolgten solche Analysen nur für elektrische Resonanzen [15].

Eine wichtige Fragestellung im Bereich der magnetischen Resonanzen ist die Suche nach M2-Anregungen, die durch die Konvektionsströme im Kern und nicht durch den Spin der Nukleonen zustande kommen. In  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{90}\text{Zr}$  wurden Hinweise für eine solche Anregung gefunden [10]. Eine solche Anregung lässt sich

nicht im Rahmen von hydrodynamischen Modellen erklären, sondern nur in Modellen, die den Kern als elastisches Medium auffassen [16]. Die Kombination von Daten aus  $(e, e')$ - und  $(p, p')$ -Reaktionen erlauben in  $^{58}\text{Ni}$  eine Identifikation dieser Bahnmoden, da sie in  $(p, p')$ -Reaktionen nicht angeregt werden.

Ein anderer, aktueller Forschungsgegenstand der Kern- und Schwerionenphysik ist die Untersuchung der Eigenschaften von Hadronen im Kernmedium. Nach einer Vorhersage von Brown und Rho [17] reduzieren sich die Massen von Nukleonen und Mesonen bei der Einbettung in Kernmaterie nach einer universellen Skalenrelation („Brown–Rho Scaling“). Da die Nukleon–Nukleon Wechselwirkung auf dem Austausch von Mesonen beruht, haben solche Modifikationen direkten Einfluss auf die effektiven Kräfte im Atomkern und damit auch auf die Kernstruktur.

Neben den relativistischen Schwerionenreaktionen [18, 19] und der quasielastischen Elektronenstreuung [20] kann auch die Elektronenstreuung bei niedrigen Impulsüberträgen zur Untersuchung dieser Fragen beitragen. Isovektorielle transversale  $(e, e')$ -Formfaktoren sind sensitiv auf eine Änderung des Tensoranteils der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung. Eine Änderung der  $\rho$ -Mesonenmasse beeinflusst aber gerade die Tensor- und die Spin–Isospin Anteile der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung. Die Untersuchung ausgewählter magnetischer Übergänge stellt daher einen alternativen Zugang zu dieser Fragestellung dar [21]. In dieser Arbeit wurden dazu die Anregung des ersten  $J^\pi = 4^-$  Zustandes bei  $E_x = 6.11$  MeV und des ersten  $J^\pi = 2^-$  Zustandes bei  $E_x = 6.89$  MeV in  $^{48}\text{Ca}$  untersucht. Dazu mussten mehrere spezielle Modellrechnungen im Rahmen der SRPA durchgeführt werden, um die Modellabhängigkeit einer solchen Analyse zu testen.

Voraussetzung für die Durchführbarkeit von Experimenten des Typs  $(e, e')$  am S–DALINAC ist auch die Verfügbarkeit eines Magnetspektrometers mit einem geeigneten Detektorsystem. Am QCLAM–Spektrometer, an dem auch das Magnetsystem für  $(e, e')$ -Experimente unter  $180^\circ$  aufgebaut ist, dienen vertikale Vieldrahtdriftkammern als ortsempfindliche Detektoren. Im Rahmen dieser Arbeit wurden neue Driftkammern aufgebaut. In diesen wurde die Anzahl an Zähldrähten verdoppelt, um so die Redundanz und die Effizienz des Detektorsystems noch einmal zu erhöhen. Damit diese Driftkammern eingesetzt werden können, mussten auch die Vorverstärker, die Diskriminatoren und das System zur Driftzeitmessung weiterentwickelt werden.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile. Im folgenden Kapitel werden die verschiedenen Experimentierplätze am S-DALINAC vorgestellt und im Hinblick auf das QCLAM-Spektrometer diskutiert. Im dritten Kapitel wird das QCLAM-Spektrometer und sein Detektorsystem beschrieben. Der Aufbau der neuen vertikalen Driftkammern und der Ausleseelektronik wird im vierten, die Inbetriebnahme dieser Komponenten im fünften Kapitel dargestellt. Der erste Hauptteil endet dann im sechsten Kapitel mit einem zusammenfassenden Ausblick.

Im zweiten Hauptteil werden die noch vorläufigen Elektronenstreuexperimente unter einem Streuwinkel von  $180^\circ$  an  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{48}\text{Ca}$  beschrieben. Dazu werden zunächst im siebten Kapitel die grundlegenden Beziehungen der inklusiven Elektronenstreuung und die Besonderheiten des Streuwinkels  $\theta = 180^\circ$  dargestellt. Ebenfalls in diesem Abschnitt werden die Grundlagen der RPA und SRPA kurz zusammengefasst. Im achten Kapitel wird die Durchführung des  $^{58}\text{Ni}(e, e')$ -Experiments am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC beschrieben, die Auswertung des Experiments und die Diskussion der Spektren folgt dann im neunten Kapitel. Im zehnten Kapitel werden die Spektren mit Ergebnissen aus SRPA Rechnungen, mit Ergebnissen aus hochauflösenden  $(e, e')$  Experimenten bei niedrigeren Impulsübertägen und mit Ergebnissen aus der Protonenstreuung verglichen. Außerdem wird in diesem Kapitel die Untersuchung von charakteristischen Energieskalen in den Spektren beschrieben. Im elften Kapitel wird der Einfluss von Medium-Modifikationen der Vektormesonmassen am Beispiel niedrigliegender  $4^-$  und  $2^-$  Zustände in  $^{48}\text{Ca}$  untersucht. Das abschließende zwölfte Kapitel fasst die Ergebnisse des zweiten Hauptteils zusammen.

# Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer

## 2 Experimente am S-DALINAC

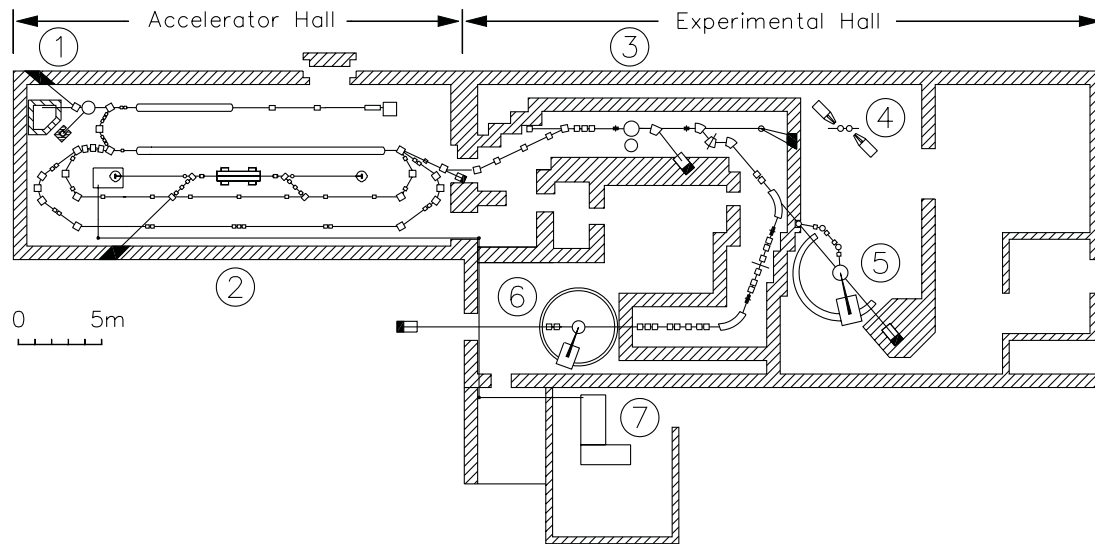
Elektronenstreuung stellt eine etablierte Methode zur Untersuchung vieler Aspekte der Kernphysik dar. Experimente mit elastischer Elektronenstreuung wurden schon in den fünfziger Jahren zur Untersuchung der Grundzustandseigenschaften der Atomkerne durchgeführt [22], sehr bald folgten auch inelastische Experimente [23–26] des Typs  $(e, e')$  und später sogenannte Koinzidenzexperimente des Typs  $(e, e'x)$ .

Seit über drei Jahrzehnten werden auch am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt (früher TH Darmstadt) derartige Experimente durchgeführt und damit elektrische und magnetische Resonanzen der Atomkerne untersucht [1–3]. Bis 1989 stand dazu der Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger DALINAC zur Verfügung, der Elektronen mit einer maximalen Energie von 70 MeV bei einem gepulsten Strahlstrom von bis zu  $20\text{ }\mu\text{A}$  lieferte [27–30]. Durch sein niedriges Tastverhältnis von  $7.5 \cdot 10^{-4}$  konnten allerdings nur Einarmexperimente des Typs  $(e, e')$  durchgeführt werden. Einen Höhepunkt dieser Experimente stellte die erstmalige Entdeckung einer neuen magnetischen Dipol-Mode in deformierten Kernen dar [31].

Seit 1991 ist der supraleitende Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC in Betrieb [32]. Er liefert im Gegensatz zu seinem Vorgänger einen kontinuierlichen Elektronenstrahl (continuous wave, cw-Strahl). Der Designwert für die maximale Elektronenenergie beträgt 130 MeV, für den maximalen Strahlstrom bei dreifacher Rezirkulation  $20\text{ }\mu\text{A}$ . Damit ist er hervorragend geeignet, die früheren Untersuchungen fortzusetzen und dabei in Bereiche höherer Impulsüberträge vorzudringen. Der große Vorteil des S-DALINAC besteht aber darin, an ihm Koinzidenzexperimente des Typs  $(e, e'x)$  durchführen zu können.

Für Experimente zur Elektronenstreuung stehen zwei Experimentierplätze zur Verfügung. Zum einen das Energieverlust- oder Lintott-Spektrometer, das auch schon am DALINAC für hochauflösende Einarmexperimente benutzt wurde [33],

zum anderen das gleichzeitig mit dem S-DALINAC aufgebaute QCLAM-Spektrometer für  $(e, e')$  und  $(e, e'x)$  Experimente [34–36]. Das QCLAM-Spektrometer mit seinem Detektorsystem wird in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.



**Abb. 2.1:** Übersicht über Experimentier- und Beschleunigerhallen am S-DALINAC; ① Niederenergie-Channeling und Kernresonanzfluoreszenz-Experimentierplatz, ② Freie-Elektronen Laser, ③ Hochenergie-Channeling, ④ Polarisierbarkeit des Nukleons, ⑤ QCLAM-Spektrometer, ⑥ Energieverlustspektrometer, ⑦ Optik-Labor.

Daneben wird der Beschleuniger auch für eine Vielzahl anderer Experimente verwendet: als neuartige Strahlungsquelle für Channeling- und Parametrische Röntgenstrahlung [37,38], als Treiber eines Freie-Elektronen Lasers [39] und als Quelle für Bremsstrahlung zur Durchführung von Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten [40,41] und zur Untersuchung der Polarisierbarkeit des Nukleons [42].

Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über den Beschleuniger und die angegliederten Experimentierhallen.

## 3 Grundlagen des Detektorsystems

### 3.1 QCLAM–Magnetspektrometer

Bei Elektronstreuexperimenten am QCLAM–Magnetspektrometer werden Elektronen mit einer definierten Energie  $E_0$  auf ein Target geschossen und die Elektronen, die durch Wechselwirkung mit einem Atomkern aus dem Elektronenstrahl herausgestreut wurden, im QCLAM–Spektrometer impulsselektiv nachgewiesen. Allerdings ist das Spektrometer nur in einem begrenzten Raumwinkelbereich sensitiv. Um verschiedene Streuwinkelbereiche untersuchen zu können, ist es um das Target drehbar aufgebaut. Der Stellwinkel des Spektrometers kann im Bereich von  $25^\circ$  bis  $155^\circ$  frei gewählt werden.

Bei der Konstruktion des Spektrometers für den S–DALINAC wurden besonders die Anforderungen an Koinzidenzexperimente berücksichtigt. Daraus resultierte zum einen die Forderung nach einer guten Zeitauflösung, zum anderen nach einer hohen Raumwinkel– und Impulsakzeptanz bei gleichzeitiger Möglichkeit, den Streuwinkel der Elektronen zu rekonstruieren. Zudem sollte es die Eigenschaften des S–DALINAC bezüglich Strahlenergie und Energieauflösung optimal ausnutzen. Damit ergaben sich die folgende Anforderungen an das Spektrometer:

- Nachweis von Elektronen im Energiebereich von 20 – 130 MeV mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 99%
- relative Energieauflösung  $\Delta E/E$  von  $1 \cdot 10^{-4}$
- relative Impulsakzeptanz von  $\pm 10\%$
- Raumwinkelakzeptanz  $\Delta\Omega$  von 35 msr entsprechend einer Winkelakzeptanz von jeweils  $\pm 100$  mrad in horizontaler und vertikaler Richtung
- Winkelauflösung besser als 9 mrad, um kinematische Korrekturen durchführen und die Impulsübertragsrichtung festlegen zu können
- Zeitauflösung besser als 1 ns

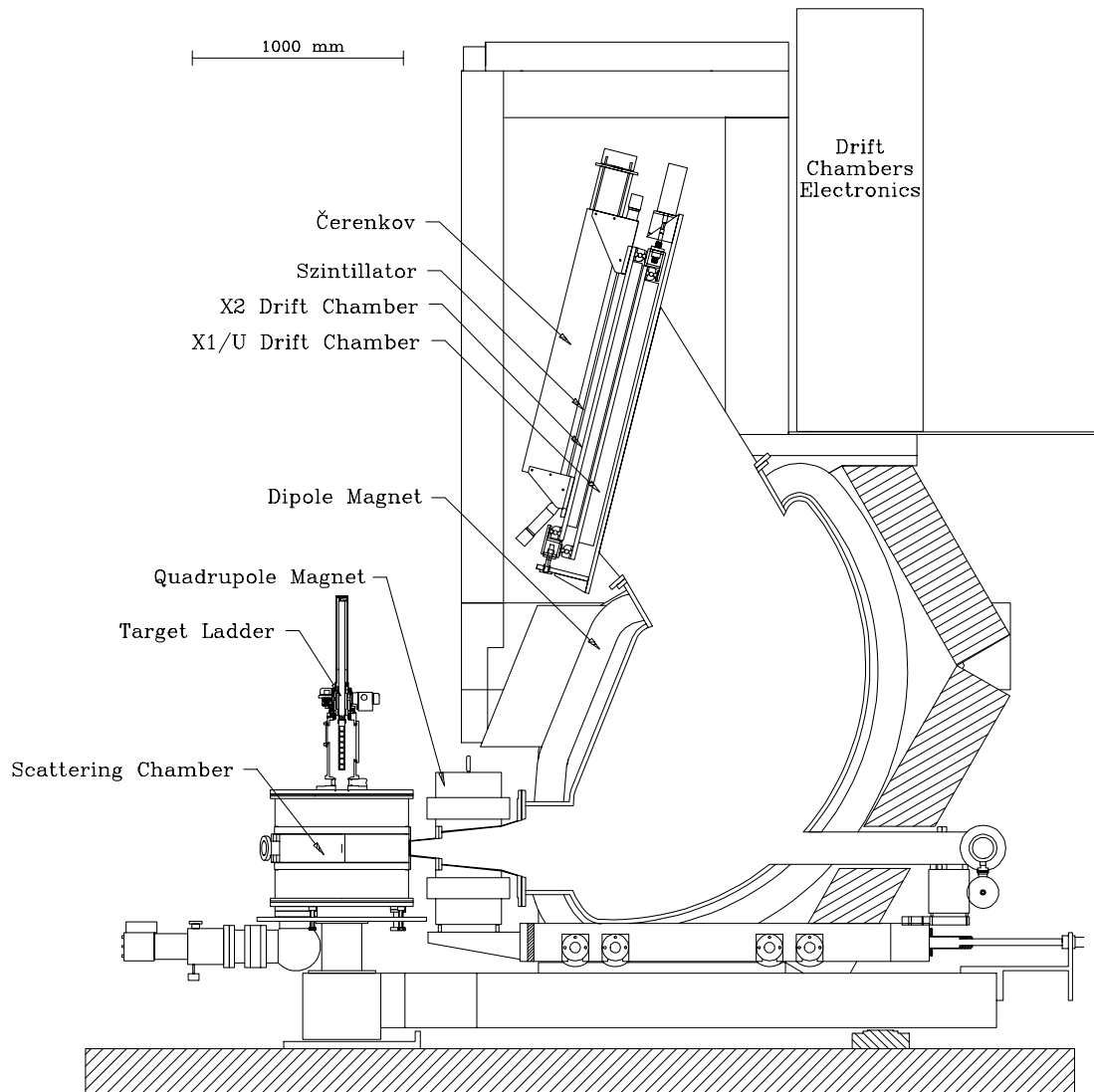


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Elektronenstreumessplatzes am QCLAM-Spektrometer. Er besteht aus der Vakuumstreukammer und dem eigentlichen Spektrometer, dessen Magnetsystem einen Quadrupol- und einen Dipolmagneten umfasst. Das Detektorsystem befindet sich oberhalb des Magneten innerhalb einer Abschirmung aus Blei und Polyethylen.

Das so entstandene QCLAM-Spektrometer ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Das Design wurde weitgehend von einem Vorschlag von Enge und Kowalski [43] für ein kompaktes Spektrometer übernommen. Das Magnetsystem besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupol mit leichtem Sextupolanteil am Spektrometereingang sowie einem muschelförmig geöffneten Dipolmagneten als



dispersivem Element des Spektrometers. Es wurde darauf verzichtet, optische Bildfehler höherer Ordnung zu korrigieren, da dies ein sehr viel aufwendigeres Magnetsystem erfordert hätte. Dies führt allerdings zu einer gekrümmten Fokalebene, und das ortsempfindliche Detektorsystem kann nicht in der Fokalebene selbst aufgebaut werden. Dafür ist es aber so ausgelegt, dass die Elektronen-trajektorie im Detektorsystem bestimmt werden kann. Durch Rückrechnung der Trajektorie können die Bildfehler somit nachträglich bei der Analyse der Daten korrigiert werden. Aus den genannten Anforderungen an das Spektrometer ergeben sich zusammen mit der Magnetoptik des Spektrometers die Spezifikationen des Detektorsystems:

In dispersiver Richtung:

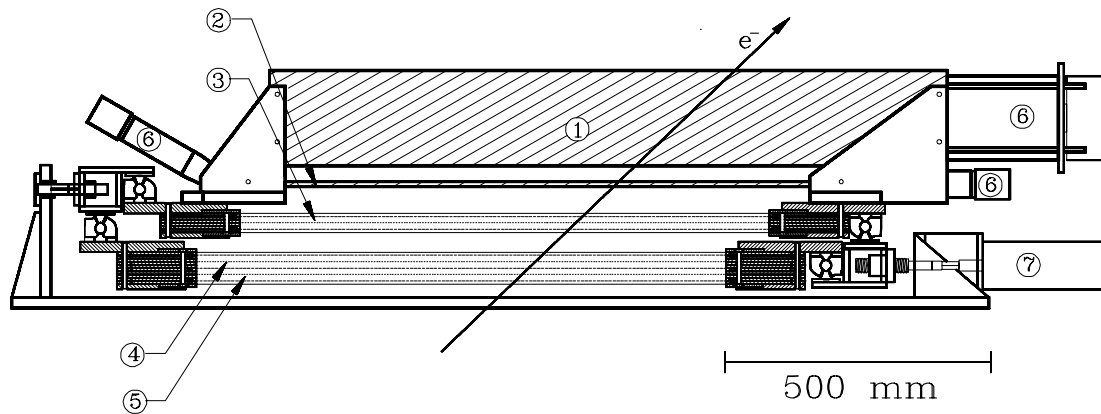
- Länge der Nachweisfläche von 670 mm
- Ortsauflösung bei der Bestimmung des Durchstoßortes durch die Fokalebene von besser als 0.3 mm
- Winkelauflösung für den Durchstoßwinkel durch die Fokalebene von 3 mrad
- Akzeptanz von Durchstoßwinkeln durch die Detektorebene von  $24^\circ$  bis  $64^\circ$

In der dazu senkrechten, nichtdispersiven Richtung:

- Breite der Nachweisfläche von 80 mm
- Ortsauflösung von besser als 1 mm

Das Detektorsystem sitzt in einem Abschirmhaus über dem Dipolmagneten. Es besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern als ortsempfindliche Detektoren sowie einem Szintillator und einem Čerenkov Detektor als Triggersystem. In Abbildung 3.2 ist der Aufbau des Detektors schematisch dargestellt. Zwar ist es möglich, mit einer einzelnen Driftkammer sowohl Durchstoßort als auch -winkel zu bestimmen, um aber die geforderte Winkelauflösung in dispersiver Richtung zu erreichen, wurde das System mit zwei Vieldrahtdriftkammern ausgestattet, die jeweils den Durchstoßort durch die Drahtebenen in dispersiver Richtung messen können (X-Kammern). Der Durchstoßwinkel wird dann aus diesen Werten

und dem bekannten Abstand der Kammern berechnet. Die gekrümmte Fokalebene befindet sich zwischen diesen beiden Kammern. Da ihre Lage aber bekannt ist, kann der Durchstoßort durch die Fokalebene aus diesen beiden Werten ebenfalls ermittelt werden. Zur Messung der Koordinate in nichtdispersiver Richtung dient die dritte Vieldrahtdriftkammer (U-Kammer). Bei ihr sind die Drähte um  $26.5^\circ$  gegenüber den Drähten in den X-Kammern gedreht. Damit lässt sich der Durchstoßort in einer entsprechend gedrehten Ebene (U-Ebene) bestimmen. Aus dieser Koordinate kann zusammen mit der X-Koordinate der Durchstoßort in nichtdispersiver Richtung berechnet werden. Eine Messung des Durchstoßwinkels in der nichtdispersiven Richtung ist nicht vorgesehen. Dazu wäre eine zweite U-Kammer notwendig. Die Orts- und Winkelauflösung ist durch Aufstreuung der Elektronen im Detektorsystem selbst begrenzt. Die Information über den Durchstoßort in einer zweiten U-Kammer wäre zu ungenau, um den Durchstoßwinkel in nichtdispersiver Richtung mit einer hinreichenden Genauigkeit zu bestimmen. Die Vieldrahtdriftkammern werden in den Kapiteln 3 und 4 ausführlich beschrieben.



**Abb. 3.2:** Schematische Darstellung des Detektorsystems, das sich aus einem Čerenkov Detektor ①, einem Szintillator ②, den drei Drahtebenen X2 ③, U ④ und X1 ⑤, den Photomultipliern ⑥ und einer Verschiebemimik ⑦ zusammensetzt.

Für die Auswertung der Driftkammersignale ist es notwendig, den genauen Zeitpunkt zu kennen, zu dem das Elektron das Detektorsystem durchquert. Dieses Referenzsignal wird von einem Triggerdetektor erzeugt. Hierzu dient ein Plastikszintillator, der an beiden Enden über Photomultiplier ausgelesen wird [44]. Durch die Verwendung zweier Photomultiplier wird ein Referenzsignal erzeugt, das un-

abhängig vom Durchstoßort durch den Szintillator ist. Neben den Driftkammern und dem Szintillator ist das Detektorsystem noch mit einem Čerenkov Detektor zur Reduktion des Untergrundes aus eingestreuten Teilchen und Photonen ausgestattet.

Der Experimentierplatz am QCLAM-Spektrometer ist speziell dafür ausgelegt, Koinzidenzexperimente durchzuführen, bei denen außer dem gestreuten Elektron noch weitere, vom angeregten Atomkern emittierte Hadronen nachgewiesen werden müssen. Die Vakuumstreuammer wurde deswegen sehr geräumig dimensioniert und mit einem frei um das Target drehbaren Goniometer ausgestattet [45]. Auf diesem Goniometer können Halbleiterdetektoren zum Nachweis von geladenen Teilchen, z. B. Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, montiert werden. Für den Nachweis von Neutronen werden außerhalb der Streukammer organische Flüssigszintillatoren in einem speziellen Aufbau verwendet [46].

Die große Impuls- und Raumwinkelakzeptanz zusammen mit der guten Energieauflösung sowie der Möglichkeit der Rekonstruktion der Elektronentrajektorie machen das Spektrometer auch zu einem geeigneten Werkzeug für inklusive Elektronenstreuexperimente [47] unter  $180^\circ$ . Die dazu notwendigen Einrichtungen werden in Kapitel 8.1 beschrieben.

## 3.2 Vertikale Violdrahtdriftkammern

Hauptbestandteil des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer sind die vertikalen Violdrahtdriftkammern, die als ortsempfindliche Detektoren eingesetzt werden. Violdrahtproportionalkammern wurden bereits Ende der sechziger Jahre von G. Charpak vorgeschlagen und realisiert [48]. Inzwischen sind zahlreiche Bauformen von Violdrahtproportional- und Driftkammern entwickelt und untersucht worden. Sie werden in vielen Bereichen der Physik (u. a. Hochenergie-, Schwerionen- und Kernphysik) routinemäßig eingesetzt [49–52]. Die am QCLAM-Spektrometer eingesetzte Bauform der vertikalen Driftkammer wurde zuerst am Magnetspektrometer des MIT verwendet [52].

Die Funktionsweise einer Violdrahtdriftkammer, im folgenden nur noch Drift-

kammer genannt, ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Zwischen zwei Kathodenfolien befindet sich die Drahtebene, bestehend aus einer großen Anzahl parallel zueinander und zur Kathodenebene verlaufender Anodendrähte. Alle Drähte liegen auf Erdpotential, während an den Kathodenfolien eine negative Hochspannung anliegt. Bei den Anodendrähten unterscheidet man zwischen Felddrähten und Zähldrähten. Die Felddrähte haben einen größeren Durchmesser als die Zähldrähte und sind nicht mit der Ausleseelektronik verbunden. Der Zwischenraum zwischen den Kathodenfolien und den Anodendrähten ist mit einem Zählgas gefüllt, einem Argon–Isobutan–Gemisch im Mischungsverhältnis 40:60. Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch die Driftkammer, so kommt es entlang seiner Trajektorie durch Stöße zur Ionisation des Zählgases. Dies ist in Abbildung 3.3 dargestellt, in dieser Abbildung ist außerdem der Feldlinienverlauf um die Drähte angedeutet. Im größten Teil der Driftkammer verlaufen die Feldlinien homogen von den Kathodenebenen zur Drahtebene. Das Volumenelement der Driftkammer, aus dem alle Feldlinien in einem Zähldraht enden, wird auch als eine Driftzelle bezeichnet. Die erzeugten Elektronen werden entlang der Feldlinien in Richtung der Zähldrähte beschleunigt. Dem wirken jedoch Stöße mit dem Zählgas entgegen, so dass sich die primär erzeugten Elektronen in weiten Bereichen der Driftzelle mit konstanter Geschwindigkeit bewegen. Die Zeit für die Drift der Elektronen ist daher in erster Näherung proportional zur Driftstrecke. Es besteht eine eindeutige funktionale Abhängigkeit zwischen der Driftzeit und dem Abstand zwischen dem Ort der Primärionisation und der Drahtebene. Zwar wird ein Teil der Primärelektronen vom Zählgas absorbiert, in unmittelbarer Nähe der Drähte werden die Primärelektronen jedoch durch das radial zulaufende Feld nochmals stark beschleunigt. Sie gewinnen dabei zwischen zwei Stößen genügend Energie, um beim jeweils nächsten Stoß Sekundärelektronen zu produzieren. Dies führt zu einer Entladungslawine, bei der Ladungsverstärkungen von  $10^4$  bis  $10^6$  an den Zähldrähten möglich sind. An den dickeren Felddrähten ist die maximale Feldstärke kleiner, somit bleibt dort auch die Verstärkung kleiner.

Während bei Vieldrahtproportionalkammern die an den Drähten induzierte Ladungsmenge zur Verbesserung der Ortsauflösung, zur Energiebestimmung oder zur Teilchenidentifizierung ausgewertet wird, wird in vertikalen Driftkammern nur Durchstoßort und Durchstoßwinkel bestimmt. Dazu reicht die Messung der Driftzeiten aus. Durch die Positionierung der Driftkammern am Spektrometer

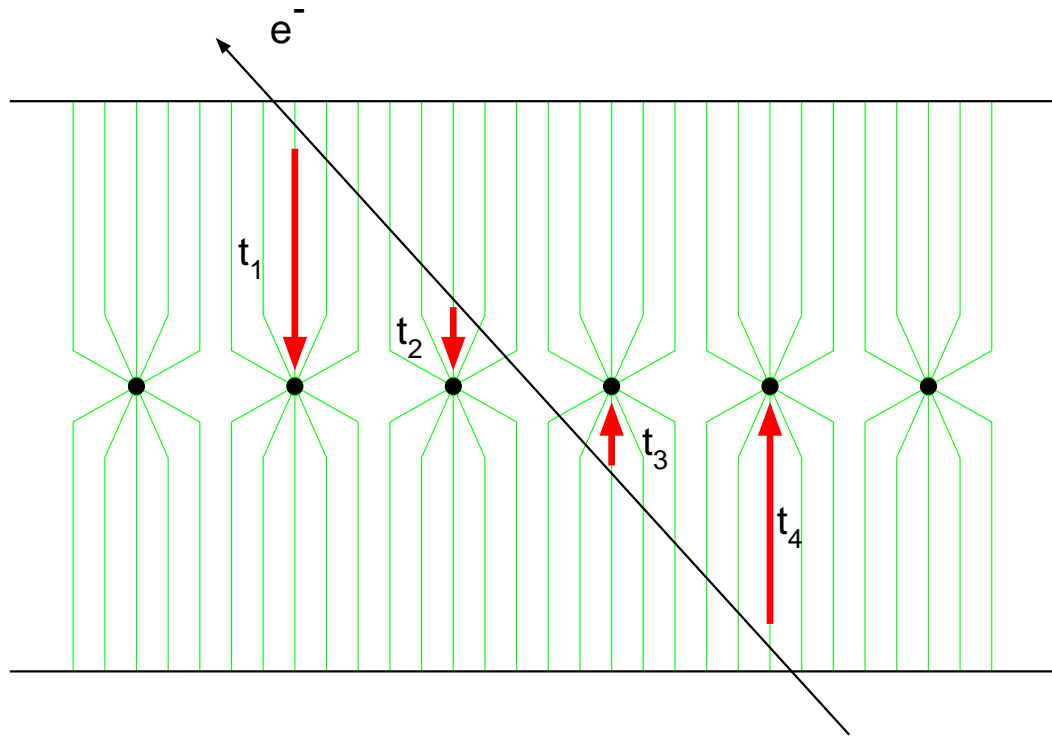


Abb. 3.3: Schematische Darstellung einer vertikalen Driftkammer. Angedeutet sind die Driftzeiten beim Durchgang eines Teilchens und der Feldverlauf innerhalb einer Driftzelle um einen Zähl draht.

muss allerdings gewährleistet sein, dass alle möglichen Teilchentrajektorien durch mehrere benachbarte Driftzellen führen. Durch Messung der Driftzeiten in allen betroffenen Driftzellen – der Zeitnullpunkt wird durch den hinter der Driftkammer angebrachten Triggerdetektor definiert – können die Längen der Driftstrecken und damit Durchstoßort und –winkel in der Ebene senkrecht zu den Drähten sehr genau bestimmt werden. Mit einer geeigneten Nachweiselektronik lassen sich Auflösungen von  $100\ \mu\text{m}$  erreichen. Neben der Zeitauflösung der Driftzeitmessung – typische Werte liegen hier im Bereich von  $1\ \text{ns}$  – wird die Auflösung nur noch durch die statistische Verteilung der Primärladungsträger entlang der Trajektorie, durch Diffusion der Sekundärelektronen entlang des Driftpfades und durch Fertigungsungenauigkeiten in den Drahtpositionen beschränkt.

Wegen der Spiegelsymmetrie der Driftkammern zur Drahtebene kann aus der Messung der Driftzeit in einer Driftzelle nicht ermittelt werden, auf welcher Seite der Drahtebene der Ort der Primärionisation liegt. Das Vorzeichen der Driftstrecke

ist somit zunächst nicht definiert. Daher ist es zur Rekonstruktion der Trajektorie mit einer Driftkammer notwendig, dass mindestens drei benachbarte Driftzellen ansprechen, bei Aufbauten mit mehreren Drahtebenen kann es auch ausreichen, wenn in nur zwei benachbarte Driftzellen in einer Ebene ein Signal erzeugt wird.

### 3.3 Driftkammerelektronik

Zur Weiterverarbeitung der Signale aus den Driftkammern benötigt man eine speziell angepasste Nachweiselektronik. Diese muss in der Lage sein, die schnellen, analogen Signale aus den Driftkammern in logische Signale zu wandeln, ohne dabei deren Zeitinformation zu verlieren, und diese einem System zur Driftzeitbestimmung zuzuführen.

Trotz der Ladungsverstärkung der Driftkammern ist die an den Drähten induzierte Ladungsmenge zu klein, um sie direkt weiterzuverarbeiten. Die erste Stufe der Driftkammerelektronik besteht daher aus einem geeigneten Vorverstärker, der, um eine gute Zeitauflösung zu erzielen, eine sehr kleine Anstiegszeit besitzen muss. Der Vorverstärker wird unmittelbar an der Driftkammer aufgebaut, um die Signalwege kurz zu halten und damit Störsignale auf den Leitungen zu minimieren.

In der zweiten Stufe werden die analogen Signale in logische gewandelt (diskriminiert). Hierzu werden Impulshöhendiskriminatoren verwendet. Drahtsignale mit einer Amplitude, die eine einstellbare Schwelle überschreitet, führen zu einem logischen Signal, das dann weiterverarbeitet wird. Die Diskriminatoren können sowohl zusammen mit dem Vorverstärker aufgebaut werden [53–55], als auch räumlich getrennt auf eigenen Platinen, die dann auch weit entfernt von den Driftkammern platziert sein können.

Die dritte Stufe der Detektorelektronik dient zur Messung und Digitalisierung der Zeit zwischen dem Auftreten der Drahtsignale und des Referenzsignals aus dem Szintillator. Den wesentlichen Baustein dieses Systems stellen sogenannte „Time-to-Digital Converter“ dar, im weiteren wird diese Baugruppe kurz als TDC-System bezeichnet.

In Detektorsystemen aus vertikalen Driftkammern müssen von jeder der beschriebenen Stufen der Elektronik mindestens soviele Kanäle vorhanden sein, wie maximal Driftzellen beim Durchgang eines Teilchens angesprochen werden können. Bei Aufbauten, die nur mit der minimalen Anzahl von Kanälen ausgestattet sind, werden Drähte, die so weit voneinander entfernt sind, dass sie bei physikalisch sinnvollen Ereignissen nicht gleichzeitig aktiv werden können, über Verzögerungsleitungen miteinander verbunden und über den selben Vorverstärker, Diskriminator und TDC ausgelesen. Den anderen Extremfall stellen Konzepte dar, bei denen alle drei Stufen der Nachweiselektronik für jeden Draht getrennt aufgebaut werden.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Konzept ist eine Weiterentwicklung der Driftkammerelektronik aus [35] und sieht für jeden Draht einen Vorverstärker und einen Diskriminator vor. Allerdings ist jeder 24. Draht mit dem gleichen TDC verbunden. Um den Einsatz von Verzögerungsleitungen zu vermeiden, umfasst das System weiter eine Baugruppe zur Bestimmung der angesprochenen Drähte, im folgenden Hit–Pattern–Logik genannt.

## 4 Aufbau

Das QCLAM-Spektrometer wurde 1990 in Betrieb genommen. 1996 wurden die Driftkammern gegen neue mit leicht verändertem Design ausgetauscht [36]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Design der Driftkammern nochmals optimiert und dabei auch die Driftkammerelektronik weiterentwickelt.

Die zweite Generation der Driftkammern zeichnete sich gegenüber der ersten durch bessere Wartungsmöglichkeiten aus: bei diesen Kammern war es möglich, einzelne Drähte nachträglich auszutauschen. Der zweite Unterschied lag in einer geänderten Driftzelligeometrie. Während bei den ersten Driftkammern zwischen einem Zähl draht je zwei Felddrähte im Abstand von 2 mm positioniert waren, wurde in der zweiten Generation nur noch ein Felddraht im Abstand von 3 mm zwischen zwei Zähl drähten positioniert. Dadurch wurden bei gleicher Anzahl aktiver Drähte die Driftzellen breiter und damit die Anzahl der pro Driftzelle primär erzeugten Elektron-Ion Paare größer. Daher konnten diese Kammern mit einer niedrigeren Hochspannung betrieben werden.

Beide Verbesserungen haben sich bewährt. Deswegen wurde bei der dritten Generation von Driftkammern die Driftzelligeometrie und der mechanische Aufbau möglichst wenig verändert.

Durch die große Winkel- und Impulsakzeptanz muss das Detektorsystem die Möglichkeit bieten, Trajektorien mit Durchstoßwinkeln von  $24^\circ$  bis  $64^\circ$  zu rekonstruieren. Daraus resultiert, dass bei den Driftkammern der zweiten Generation zwischen zwei und neun Driftzellen je Drahtebene bei Durchgang eines Elektrons ansprechen. Zwar sind bei Benutzung zweier Drahtebenen prinzipiell auch zwei Driftzeiten je Ebene ausreichend, um die Spur zu rekonstruieren. Allerdings sind diese Rekonstruktionen aus Ereignissen mit niedriger Drahtmultiplizität oft problematisch. Insbesondere Ereignisse, bei denen nur zwei Drähte ansprechen, führen zu einer Einschränkung der Detektoreffizienz. Für diese Ereignisse liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammern im Bereich der Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit von 99%, da das Ereignis bei einem fehlenden Draht nicht mehr rekonstruiert werden kann. Zusätzlich wirkt sich der nichtlineare Zusammenhang zwischen Driftzeit und Driftstrecke bei sehr kleinem Abstand zwischen dem Ort der Primärionisation und dem Draht sehr viel stärker aus als bei



langen Driftstrecken und führt zu einer größeren Unsicherheit bei der Bestimmung des Durchstoßortes. Bei hohen Multiplizitäten müssen diese Driftzeiten nicht zur Bestimmung des Durchstoßortes herangezogen werden.

Ein Ziel bei der Neukonstruktion der Driftkammern war es, die Drahtmultiplizitäten zu erhöhen, ohne den mechanischen Aufbau der Kammern zu verändern. Deswegen wurden für die dritte Generation Driftkammern die Felddrähte gegen die dünneren Zähldrähte ausgetauscht. Somit hat sich die Geometrie der einzelnen Driftzellen nur unwesentlich geändert, auch der mechanische Aufbau musste nur leicht modifiziert werden. Die Anzahl an aktiven Zähldrähten hat sich aber verdoppelt, so dass nun mindestens vier, maximal 18 Driftzellen je Drahtebene ansprechen. Dadurch wird eine sehr viel präzisere Rekonstruktion möglich sein. Selbst bei defekten Drähten oder Elektronikkanälen ist die Effizienz für Ereignisse mit großem Durchstoßwinkel nicht mehr eingeschränkt.

Durch die doppelte Anzahl an aktiven Kanälen muss auch die Driftkammerelektronik entsprechend angepasst werden. Einige wesentliche bisher verwendete elektronische Bauelemente werden inzwischen nicht mehr hergestellt und sollen deswegen durch modernere ersetzt werden. Die größere Anzahl an Kanälen erzwingt einen sehr viel kompakteren Aufbau der Elektronik, da diese in dem gleichen zur Verfügung stehenden Volumen untergebracht werden muss.

## 4.1 Mechanischer Aufbau

Das Driftkammersystem besteht aus zwei separaten, ähnlich aufgebauten Modulen. Das erste Modul enthält die X1- und die U-Ebene, das zweite nur die X2-Ebene. In Abbildung 4.1 ist ein Schnitt durch das X1/U-Modul gezeigt und die einzelnen Elemente des Stapels sind dargestellt.

Das Modul besitzt als tragende Struktur zwei Aluminiumplatten. Als Träger für die Folien und Drähte werden Epoxydharzplatten der Firma Stesalit verwendet. Als Gasabschlussfolie dient ein 6  $\mu\text{m}$  dicker Aramid Film TX-I (Hersteller Toray), der im hauseigenen Detektorlabor nach dem in [36] beschriebenen Zweizonenklebverfahren aufgeklebt wurde.

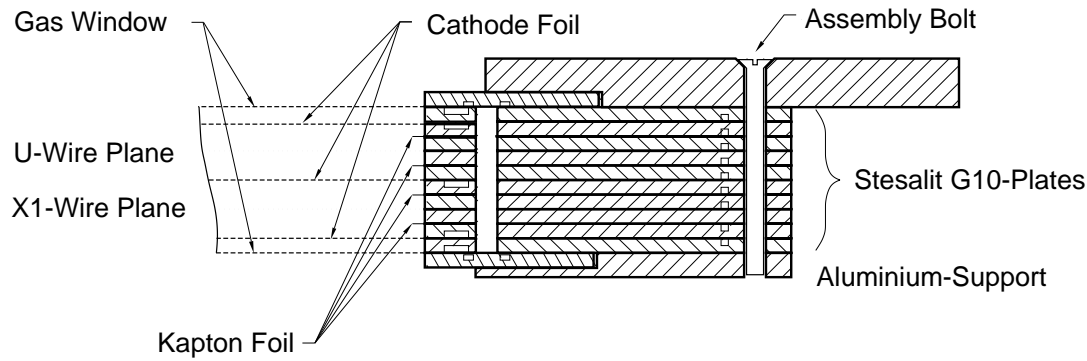


Abb. 4.1: Schnitt durch den X1/U-Kammerstapel. Von oben nach unten sind die Aluminiumträgerplatte, die Stesalitrahmen, die Vakuumschlussfolie, die Hochspannungsfolie, die U-Drahtebene, die mittlere Hochspannungsfolie, die X1-Drahtebene, die untere Hochspannungsfolie, die untere Vakuumschlussfolie und die untere Aluminiumträgerplatte zu sehen.

Die Hochspannungsfolien wurden im Detektorlabor der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt auf die Stesalitplatten aufgeklebt. Als Material diente eine einseitig mit Aluminium bedampfte  $7.5\ \mu\text{m}$  Kaptonfolie, für die Hochspannungsfolie zwischen der X1- und der U-Ebene beidseitig mit Aluminium bedampfte Mylarfolie.

Eine Ursache für Störungen der Driftkammersignale sind Dunkelströme zwischen Drähten und Hochspannungsfolien. Verunreinigungen an den Kammerrändern der Stesalitplatten ermöglichen solche Ströme. Um diesen Effekt abzuschwächen, wurden zwischen die Drahtebene und die Hochspannungsfolien 1 cm breite Kaptonstreifen eingefügt.

Auch die Drähte wurden im Detektorlabor der GSI gespannt und aufgeklebt. Dies wurde wie auch schon in [36] mit einer Präzisionswickelmaschine durchgeführt. Die Position der Drähte wurde mittels auf  $5\ \mu\text{m}$  genau gefertigter Kämmen definiert. Die so gespannten und positionierten Drähte wurden dann auf der Stesalitgrundplatte erst aufgeklebt und dann die Drahtenden auf den inneren Anschlussplatinen aufgelötet. Die Signale werden auf diesen Platinen zu den Anschlussbuchsen für die Vorverstärker geführt.

Als Material dienten goldplatierte Wolfram-Rhenium Drähte mit einem Durch-

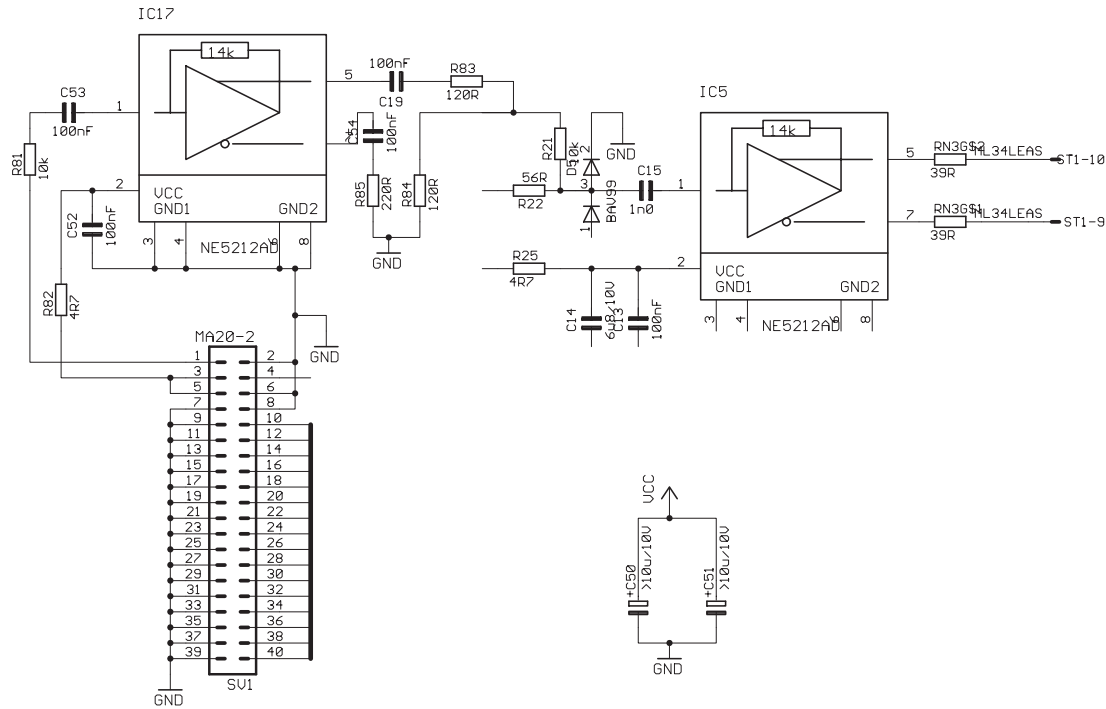
messer von  $15\text{ }\mu\text{m}$ . In der X1- und X2-Ebene sind die Drähte im Abstand von  $3\text{ mm}$  senkrecht zur Detektorlängsachse angebracht. Zur Bestimmung der Y-Koordinate dient die U-Ebene. Hier sind die Drähte um  $26.5^\circ$  gedreht in einem Raster von  $3.352\text{ mm}$  fixiert. Der senkrechte Abstand zwischen zwei Drähten ist daher weiterhin  $3\text{ mm}$ , so dass die Driftzelligeometrie die gleiche wie bei den beiden X-Kammern ist.

Im Gegensatz zu den Vorgängermodellen besitzen alle Ebenen der Kammern auf beiden Seiten Anschlussplatinen für die Vorverstärker. Auf einer Seite der Driftkammer wird jeweils jeder zweite Draht herausgeführt. Somit konnte die Dichte der Leiterbahnen auf den einzelnen Platinen trotz Verdopplung der Kanalzahl beibehalten werden. Dadurch ist es weiterhin möglich, die Driftkammern zu Testzwecken und während der Umstellungszeit auf die neue Elektronik mit den alten Vorverstärkern und Diskriminatoren zu betreiben. Allerdings können bei Benutzung der alten Elektronik nicht alle Kanäle verarbeitet werden. Entweder werden alle Driftkammern benutzt, aber nur jeder zweite Draht ausgelesen, oder eine Driftkammer wird vollständig und bei einer nur jeder zweite Draht ausgelesen und die dritte gar nicht benutzt.

## 4.2 Vorverstärker

Um eine schnelle Auslese des QCLAM-Detektorsystems zu ermöglichen, muss jeder aktive Draht mit einem eigenen Vorverstärker und Diskriminator ausgestattet sein. Der elektronische Aufbau der Vorverstärker wurde weitgehend von seinem Vorgängermodell [35] übernommen. Die einzelnen Drähte werden idealisiert als hochohmige Stromquelle betrachtet. Um keine Störungen auf den Verbindungsleitungen zwischen Draht und Vorverstärker einzufangen, werden letztere direkt am Detektor mit 40-poligen Steckleisten aufgesteckt.

Das wesentliche Bauelement der Vorverstärkerstufe ist der „Transimpedance Amplifier“ NE5212 der Firma Valvo [56]. Es handelt sich hierbei um einen monolithisch integrierten, stromempfindlichen Verstärkerbaustein mit einer Verstärkung von  $15\text{ mV}/\mu\text{A}$ , einer Grenzfrequenz von  $150\text{ MHz}$  und einem Eingangswiderstand



**Abb. 4.2:** Schaltplan des Vorverstärkers. Dargestellt ist rechts oben einer der 16 Kanäle. Die Baugruppe zur Generierung des Pulsersignals links oben treibt die Pulseringänge aller 16 Kanäle. Links unten ist die Belegung der Steckerleiste zur Driftkammer, rechts unten die Baugruppe zur Stabilisierung der Versorgungsspannung zu sehen.

von  $110 \, \Omega$ . Er besitzt differentielle Spannungsausgänge, die direkt Flachbandkabel mit paarweise verdrehten Leitungen treiben können. Die Impedanzanpassung erfolgt über in Serie geschaltete Widerstände.

Auf der Eingangsseite wird der Verstärker durch zwei antiparallel gegen Masse geschaltete, schnelle Dioden gegen Überspannungen geschützt. Die gleichspannungsfreie Einkopplung erfolgt über einen Kondensator. Parallel zum Anodensignal kann ein Pulsersignal über einen  $10 \, \text{k}\Omega$  Widerstand eingekoppelt werden, um auf allen Vorverstärkern gleichzeitig ein Signal zu simulieren.

Die Belegung der Steckverbindungen zwischen Vorverstärker und Drahtkammer konnte beibehalten werden. Allerdings können die Vorverstärker (zumindest auf der X1- und der U-Ebene) nicht mehr senkrecht auf die Drahtebenen aufgesteckt werden, sondern müssen nun parallel zu dieser Ebene angebracht werden. Dies machte ein Neudesign der Platinen notwendig. An der elektronischen Beschaltung

wurde lediglich die Baugruppe zur Generierung eines Pulssignals modifiziert. Dadurch hat sich der Hub dieses Signals verdoppelt, und sogenannte Nachschwinger werden stärker gedämpft. Die Leiterplatten wurden in platzsparender SMD-Technik mit jeweils 16 Verstärkern je Leiterplatte aufgebaut.

In Abbildung 4.2 ist der Schaltplan, in Abbildung 4.3 eine Fotografie des Vorverstärkers zu sehen.

## 4.3 Diskriminatorstufe

Parallel zu den Vorverstärkerkanälen musste auch die Anzahl der Diskriminatorkanäle erhöht werden. Im Konzept von [35] wurde als Diskriminator der Baustein MVL407 der Firma LeCroy [57] eingesetzt, dieser Baustein ist inzwischen nur noch begrenzt verfügbar. Außerdem wurden im alten Aufbau die Diskriminatorstufe und die Hit-Pattern-Logik zusammen auf einer Platine aufgebaut und es konnten nur maximal acht Drähte je Ereignis und Driftkammer verarbeitet werden. Bei einer größeren Anzahl an angesprochenen Drähten konnte das Ereignis nicht ausgewertet werden.

Deswegen musste auch dieser Teil der Elektronik neu entwickelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu das Konzept für Diskriminatoren, Hit-Pattern-Logik und TDC-System erarbeitet sowie ein erster Testaufbau für die Diskriminatorstufe getestet. Der Aufbau und die Inbetriebnahme des Gesamtsystems ist Thema einer weiteren Arbeit [58].

Die Diskriminatorstufe wird räumlich und galvanisch getrennt von den Vorverstärkern aufgebaut. Die Signale der Vorverstärker werden über paarweise verdrehte Flachbandleitungen zum Diskriminator geführt. Die galvanische Trennung und gleichzeitig die Abkopplung des Gleichspannungsanteils und die Unterdrückung von niederfrequentem Rauschen geschehen durch Überträger in den Eingängen der Diskriminatorschaltung. Die Impedanzanpassung erfolgt über einen  $100\ \Omega$  Widerstand auf der Sekundärseite.

Die Umwandlung des Drahtsignals in ein logisches Signal wird mittels eines Komparators der Typenfamilie MAX9XX realisiert [59], die hierzu benötigte Referenzspannung wird über einen Spannungsteiler erzeugt.

renzspannung soll frei einstellbar sein. Sie wird für jeweils vier Diskriminatoren gemeinsam erzeugt.

Auf der Testplatine, die in Abbildung 4.3 zu sehen ist, wurden lediglich acht Kanäle aufgebaut. Die Ausgangssignale wurden hierbei noch auf die Standardpegel ECL und TTL gewandelt. Als Diskriminator wurden hier Bausteine des Typs MAX961 verwandt, für den endgültigen Aufbau ist eine der kleineren Varianten aus der MAX9XX Familie vorgesehen, die zwar intern baugleich sind, aber ein kleineres Gehäuse aufweisen.

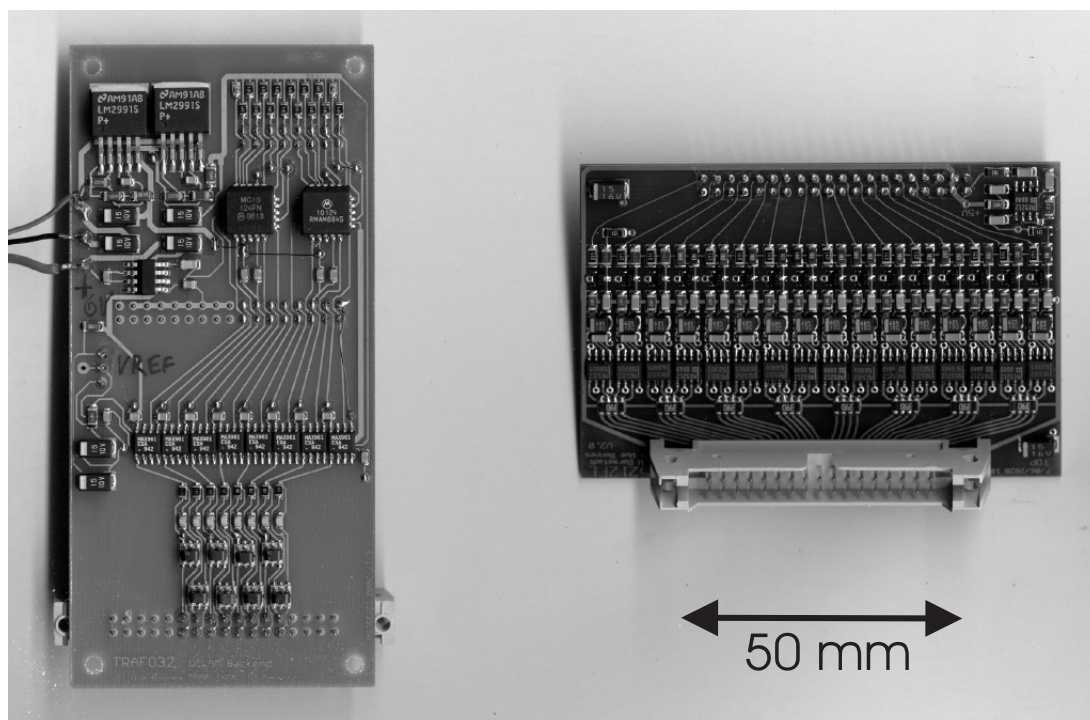


Abb. 4.3: Fotografie des Diskriminator-Testboards (links) und des Vorverstärkers (rechts).

In der vollen Ausbaustufe werden jeweils 160 Kanäle – dies ist die maximale Anzahl an Drähten je Detektorhalbebene – auf einer Leiterplatine im Format VME 6U aufgebaut werden. Die Ausgangssignale der Operationsverstärker des Diskriminators werden dann direkt in frei programmierbare Logikbausteine (FPGA, Field Programmable Gate Array) eingespeist werden. Ihre oft über 100 Ein- und Ausgänge können vom Anwender über nahezu beliebige logische Schaltungen, die in der Regel Boolesche Operationen durchführen, miteinander verknüpft werden.

Diese Bausteine ermöglichen einen sehr kompakten Aufbau der Elektronik und eine verkürzte Entwicklungszeit. Es ist vorgesehen, FPGAs der Firma QuickLogic zu verwenden. Diese können zwar nur einmal programmiert werden, besitzen dafür aber ein gut definiertes zeitliches Verhalten, so dass die Anforderungen an die Zeitauflösung des Gesamtsystems erfüllt werden können [60]. In den FPGAs sind die Signale so verschaltet, dass zum einen die Nummer des ersten und des letzten Drahtes berechnet wird, zum anderen die Startsignale für die TDCs erzeugt werden. Schließlich werden noch weitere Steuer- und Synchronisationssignale generiert.

## 4.4 TDC–System

Bei Elektronenstreuexperimenten am QCLAM–Spektrometer werden Zählraten von maximal  $10^4$  bis  $10^5$  Elektronenstreuereignissen je Sekunde erreicht. Daher ist es sehr unwahrscheinlich, dass zwei Elektronen innerhalb der maximalen Driftzeit von 250 ns gleichzeitig den Detektor durchqueren. Es können also pro Elektronenstreuereignis und Drahtebene maximal 18 benachbarte Drähte ansprechen. Deswegen ist es nicht notwendig, jeden Draht mit einem eigenen TDC auszustatten. Die Kosten für die Ausleseelektronik reduzieren sich damit erheblich, da nur 24 anstatt 320 TDCs je Drahtebene vorgesehen werden. Dies wird realisiert, indem jeweils jeder 24. Draht über den selben TDC ausgelesen wird. Diese Verbindung geschieht über logisches ODER über diese Drähte innerhalb der FPGAs. Da letztere gleichzeitig die Adresse des ersten und letzten angesprochenen Drahtes liefern, ist eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Driftzeiten zu einem Draht möglich.

Das TDC–System wird zusammen mit dem Diskriminatorsystem auf den gleichen Leiterplatten aufgebaut werden. Die Verarbeitung einer kompletten Drahtebene – also von 320 Kanälen – auf einer Platine würde eine sehr aufwendige Konstruktion mit extrem hoher Packungsdichte erzwingen. Da aber die Drähte mit gerader und ungerader Nummer auf verschiedenen Seiten ausgelesen werden, bietet es sich an, auf einer Diskriminator/TDC–Platine jeweils eine Halbebene mit 160 Drähten zu verarbeiten. Dazu sind zwölf TDC Kanäle je Platine notwendig.



Dies führt zu einer zusätzlichen Redundanz des Gesamtsystems. Zwar steht die volle Leistungsfähigkeit des Detektors erst mit sechs solcher Module zur Verfügung, aber schon bei der Verwendung von drei Modulen kann das Spektrometer betrieben werden. Dieser Betriebszustand entspricht dem derzeitig eingesetzten System der zweiten Generation mit 160 Drähten je Drahtebene. Die nicht verarbeiteten Drähte übernehmen die Rolle der Felddrähte.

Als TDC wird der Baustein TDC-GP1 der Firma ACAM eingesetzt werden [61]. Um unabhängig von äußeren Einflüssen wie zum Beispiel der Temperatur zu bleiben, wird der Baustein im sogenannten „Real-Time-Adjust“ Modus betrieben. In dieser Betriebsart kalibriert sich der Baustein selbst und ist damit unempfindlich gegen Temperaturänderungen oder Schwankungen der Versorgungsspannung. Er besitzt zwei Eingänge, zwischen denen Zeitdifferenzen von 2 ns bis  $6.7 \mu\text{s}$  mit einer Auflösung von 220 ps gemessen werden können. Auf jedem Eingang können bis zu vier Stop-Signale registriert und gespeichert werden. Diese Fähigkeit kann zu Diagnosezwecken bei Fehlfunktionen genutzt werden. Im Normalbetrieb kommt sie nicht zum Zuge, da nur einer der mit ihm verbundenen Drähte ein Signal generiert. Trotzdem soll die Ausleseelektronik in der Lage sein, auch diese Mehrfachsignale auszulesen. Bei bestimmten Fehlfunktionen des Detektorsystems, zum Beispiel einem defekten Vorverstärker oder Diskriminator, der zusätzliche störende Startsignale erzeugt, kann das System trotzdem weiterverwendet werden. In diesem Beispiel würde sowohl das Störsignal als auch das echte Signal registriert werden. Ein geeignetes Analyseprogramm könnte das Störsignal erkennen, verwerfen und das Ereignis mit dem echten Signal rekonstruieren. Einer der beiden TDC Eingänge ist mit dem vom FPGA erzeugten Drahtsignal verbunden, der zweite mit dem Referenzsignal, das vom Triggerdetektor generiert wird. Der TDC kann sowohl durch das Triggersignal als auch das Drahtsignal gestartet werden, da er in der Lage ist, sowohl „positive“ als auch „negative“ Zeiten zu verarbeiten. Eine Verzögerungsleitung, die die Reihenfolge der beiden Signale sicherstellt, ist nicht notwendig. Kommt innerhalb der maximalen Driftzeit aber kein Triggersignal, so wird der TDC wieder zurückgesetzt. Andernfalls wird über einen externen Eingang kontrolliert, ob das Ereignis ausgelesen oder wieder gelöscht werden soll.

Für die Auslese der Diskriminator/TDC-Module muss noch ein Steuer-Modul entwickelt werden, das die Kommunikation mit dem außerhalb der Spektrometerhalle befindlichen Datenaufnahmesystem über eine Lichtleiterverbindung durch-



führen kann. Dieses Steuer-Modul soll auch in der Lage sein, zusätzliche am Spektrometer befindliche TDC-Module und Scaler-Module auszulesen, die zur Messung der Flugzeit der Elektronen vom Target ins Detektorsystem und zur laufenden Kontrolle der individuellen Einzelzählraten der einzelnen Detektor-komponenten dienen. Dieses Modul soll frei programmierbar sein, so dass zum Beispiel schon hier Ereignisse mit bestimmten Signaturen, z. B. einer zu kurzen oder zu langen Elektronenflugzeit, verworfen werden können.

## 5 Inbetriebnahme

### 5.1 Vertikale Violdrahtdriftkammern

Der mechanische Aufbau der neuen Driftkammern konnte im Rahmen dieser Arbeit abgeschlossen werden. Der Vorverstärker ist fertig entwickelt worden. Durch Lieferengpässe bei einigen der verwendeten Bausteine konnten diese aber noch nicht in ausreichender Menge aufgebaut werden, um eine vollständige Driftkammer auszulesen. Da laufende und anstehende Experimente am QCLAM-Spektrometer nicht verzögert werden sollten, wurden die Drahtkammern bisher nur mit einer  $^{90}\text{Sr}$  Quelle außerhalb des Spektrometers getestet.

Die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle emittiert  $\beta^-$  Teilchen mit einer Maximalenergie von 2.3 MeV. Die Quelle wurde so über der Drahtkammer angebracht, dass die Elektronen die untersuchten Driftzellen in einem Winkel von mindestens  $45^\circ$  durchqueren mussten. Alle anderen Elektronen wurden mit Blenden vor dem Eintritt in das aktive Volumen gestoppt.

Die Hochspannung wurde zunächst in elf Schritten auf 5.5 kV erhöht. Nach jeder Erhöhung der Spannung wurde mindestens 30 Minuten gewartet. Bei einer Hochspannung von 5.5 kV wurde mit einem Oszilloskop überprüft, ob alle Drähte Signale liefern und keiner beschädigt ist. Die Quelle wurde dazu über den Detektor verschoben. Anschließend wurde die Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit der Drahtkammer als Funktion der angelegten Hochspannung bei verschiedenen Diskriminatoreinstellungen bestimmt. Zur Berechnung der Effizienzen diente das statistische Verfahren nach Hummel [35], bei dem die Anzahl der Ereignisse mit einer Spannweite von fünf Drähten  $n_{5,5}$  ins Verhältnis gesetzt werden zur Anzahl der Ereignisse mit einer Spannweite von 5 Drähten, aber einem fehlenden Draht  $n_{5,4}$ . Die Einzeldrahteffizienz ergibt sich dann zu

$$\epsilon = \frac{1}{1 + \frac{5n_{5,4}}{3n_{5,5}}} . \quad (5.1)$$

Zu dieser Messung mussten die Diskriminator/Hit-Pattern-Module des bestehenden Systems benutzt werden, so dass die Messung für Drähte mit gerader und

ungerader Drahtnummer getrennt voneinander erfolgte. Bei einem Durchstoßwinkel größer als  $45^\circ$  sprechen zwar mindestens neun Drähte an, da aber nur jeder zweite verarbeitet wird, resultiert daraus die Beschränkung auf Ereignisse mit einer Spannweite größer als vier. Es wurde dann über alle untersuchten Drähte gemittelt.

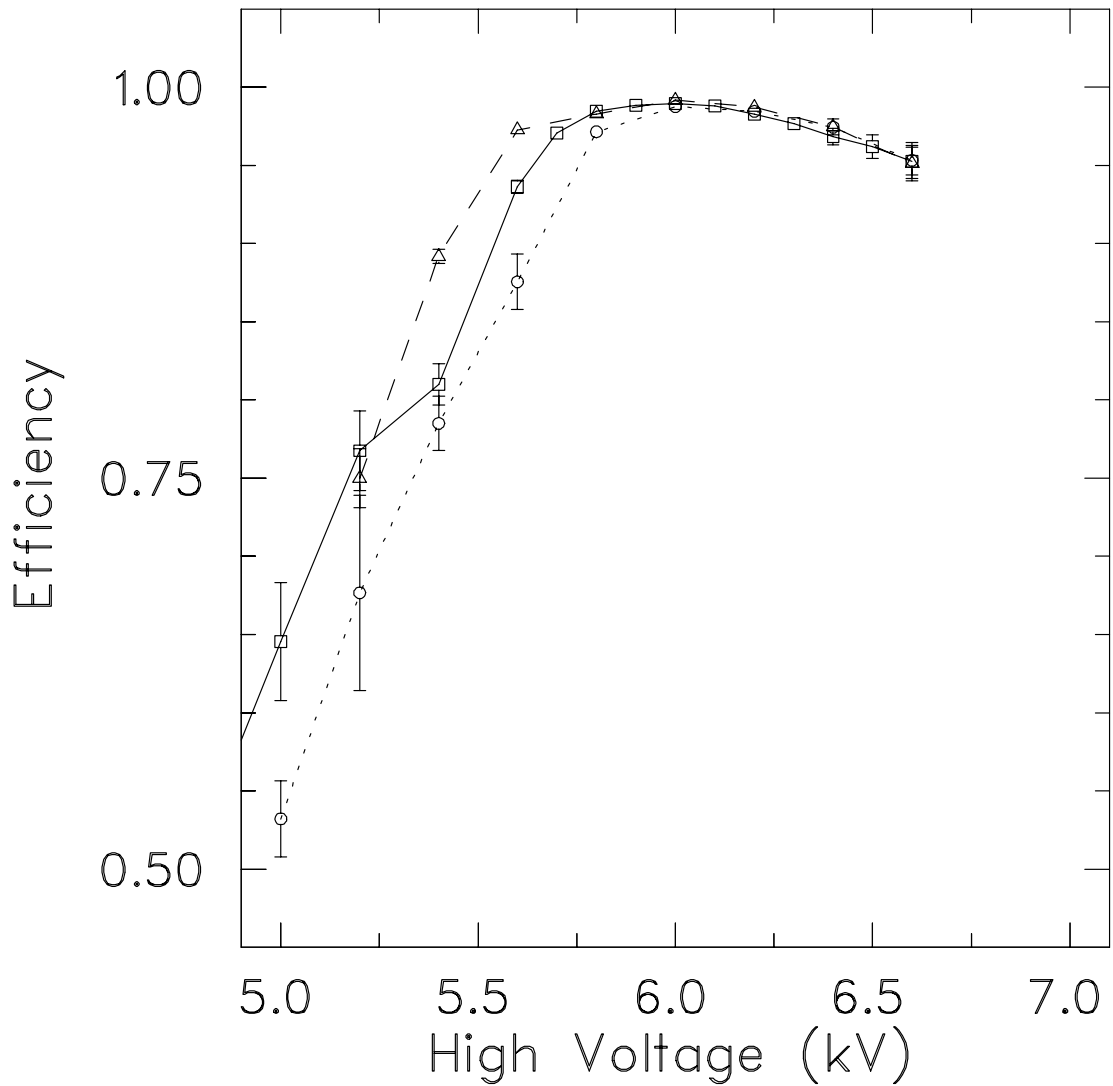


Abb. 5.1: Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der angelegten Hochspannung zwischen Drahtebene und Kathodenfolie. Die gestrichelte Kurve wurde mit einer Diskriminatorschwelle von 60 mV, die durchgezogene mit 80 mV und die punktierte mit 100 mV aufgenommen.

In Abbildung 5.1 ist die so bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der angelegten Hochspannung dargestellt. Die Messung wurde mit verschiedenen Diskriminatorschwellen durchgeführt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit steigt bis 5.5 kV an und bildet dann ein Plateau mit einer Effizienz von 99%. Oberhalb einer Spannung von 6.7 kV erhöht sich der Stromfluss der Driftkammer drastisch, da es an einzelnen Drähten zu Entladungen kommt. Die Driftkammern sollten daher oberhalb dieser Spannung nicht mehr betrieben werden. Der Arbeitspunkt der Drahtkammer wurde mit diesem Verfahren zu 6.0 kV bestimmt, er ist unabhängig von der gewählten Diskriminatorschwelle und liegt unterhalb dem der Kammern der zweiten Generation [36].

Eine Bestätigung dieser Messwerte mit einer Testmessung am Beschleuniger steht noch aus, ist aber notwendig. Die Elektronen aus der  $^{90}\text{Sr}$  Quelle werden in dem Gasvolumen der Drahtkammer zum einen merklich stärker aufgestreut und erleiden zum anderen einen deutlich höheren Energieverlust, so dass auch die am Vorverstärker anliegenden Signale stärker sind. Trotzdem zeigte sich in [35, 36], dass die mit den Quellen gewonnenen Ergebnisse durchaus übertragbar sind.

Die Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit erreicht am Arbeitspunkt 99%, da aber mindestens fünf Drähte je Elektron und Drahtebene ansprechen und auch Ereignisse mit fehlenden Drähten ausgewertet werden können, ist die Gesamtansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammer deutlich höher. Damit erfüllt die Driftkammer alle in sie gesteckten Erwartungen, soweit sie mit einer Quellenmessung überprüft werden können. Insbesondere konnte kein Übersprechen zwischen benachbarten Driftzellen festgestellt werden, das Fehlen von Felddrähten führt nicht zu nachteiligen Eigenschaften der Driftkammern.

## 5.2 Vorverstärker und Diskriminatoren

Der elektronische Aufbau der Vorverstärker hat sich gegenüber seinem Vorgänger lediglich in der Erzeugung des Pulssignals geändert. Diese Tatsache spiegelt sich auch in einem Test des Prototyps in dem bestehenden Aufbau mit den Drahtkammern aus [36] und der Driftkammerelektronik aus [35] wider: Wurde der Prototyp anstelle seines Vorgängermodells eingesetzt und die Drahtkammer mit einer

$^{90}\text{Sr}$ -Quelle ausgeleuchtet, so war kein Unterschied zu bemerken. Erzeugt man jedoch die Signale durch Anlegen eines Rechtecksignals am Pulseingang der Vorverstärker, so unterscheidet sich das Verhalten der beiden Modelle leicht: Bei gleicher Signalstärke des Pulsersignals ist das Ausgangssignal des neuen Modells zweimal so groß und die Nachschwingungen sind deutlich stärker gedämpft. In Abbildung 5.2 ist das Ausgangssignal der beiden Vorverstärker bei gleichem Pulseingangssignal dargestellt.

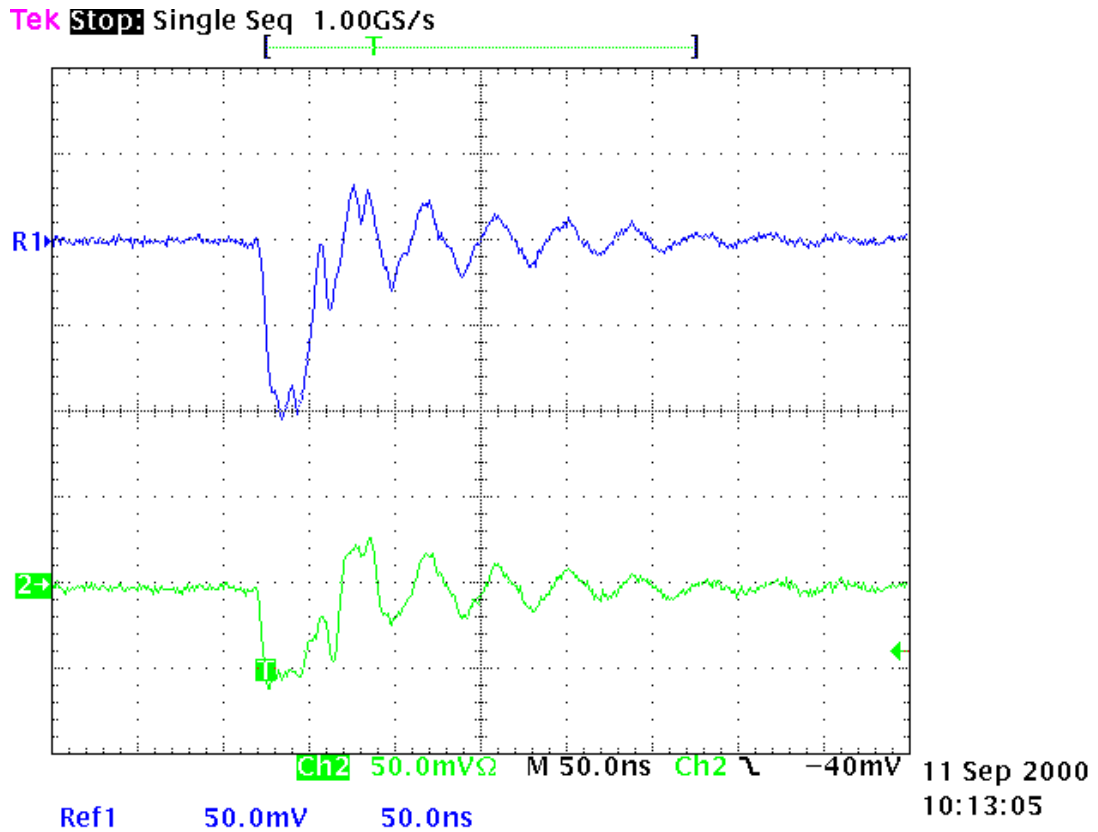


Abb. 5.2: Ausgangssignal der Vorverstärker bei Pulsung mit dem gleichen Eingangssignal. Oben ist die Antwort des in dieser Arbeit entwickelten Modells zu sehen, unten die des Modells aus [35].

In die Berechnung des Durchstoßortes des Elektrons durch die Drahtkammer geht außer der Geometrie des Detektors nur die Information über den Zeitpunkt der Drahtsignale ein. Bei der Wahl der Bausteine für den Vorverstärker und den Diskriminator war es daher wesentlich, dass diese Bausteine die Zeitauflösung des Systems nicht verschlechtern. Deswegen wurde der Prototyp des Vorverstärkers zusammen mit einem Testaufbau aus acht Diskriminatorkanälen im Pulserbetrieb

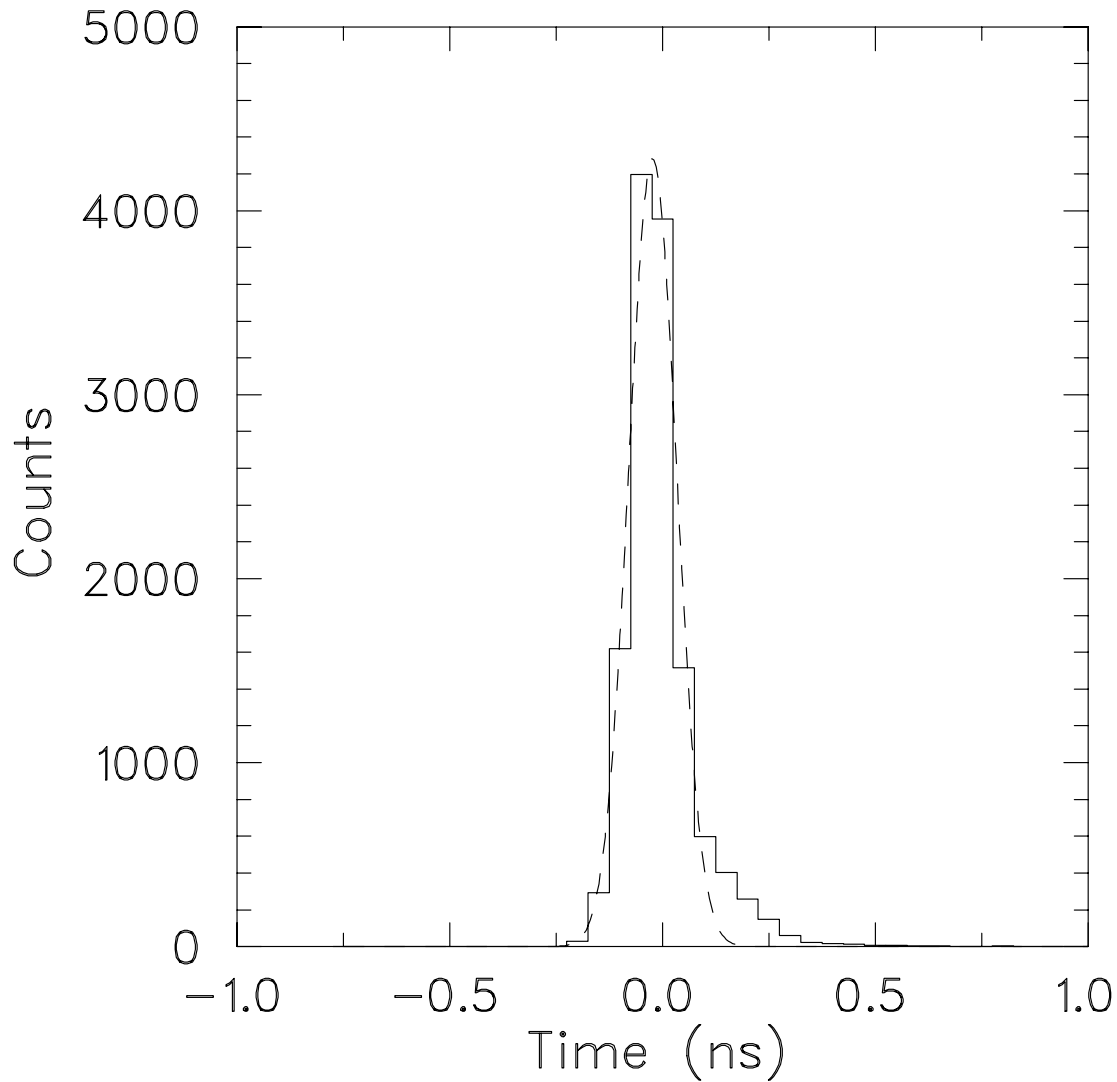


Abb. 5.3: Die Verteilung der gemessenen Zeiten zwischen dem Pulsersignal und dem Ausgang eines Diskriminators auf dem Diskriminator-Testaufbau. Der Zeitnullpunkt wurde willkürlich auf den Mittelwert der Verteilung geschoben. Gestrichelt ist eine Gaußfunktion mit einer Breite von 133 ps zu sehen.

getestet. Das Pulsersignal erzeugte dabei ein Signal auf der Vorverstärkereingangsseite, dessen Signalhöhe mit der von Elektronen erzeugten übereinstimmt. Es wurde die Zeit zwischen dem Pulsersignal und dem auf ECL-Pegel gewandelten Diskriminatorsignal gemessen. Der für diesen Test verwendete TDC hatte hierbei eine Zeitauflösung von 50 ps. Das Ergebnis für einen Kanal ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Breite dieser Verteilung in halber Höhe des Maximums beträgt 133 ps, dies ist ein deutlich kleinerer Wert als die Zeitauflösung des TDC-

Bausteins GP-I von 220 ps, der in der Driftkammerelektronik verwendet werden wird. Damit erfüllt der Prototyp des Diskriminators die notwendigen Eigenschaften für die Verwendung in der Driftkammerelektronik.

## 6 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und aufgebauten vertikalen Vieldraht-driftkammern wurden erfolgreich in Betrieb genommen und mit einer radioaktiven Quelle getestet. Dabei zeigte sich, dass sie sich ähnlich wie das Vorgängermodell verhalten, der Arbeitspunkt der Hochspannung sogar leicht gesenkt werden konnte.

Die Vorteile dieser Driftkammer-Generation werden deutlich werden, wenn die benötigte Elektronik in ausreichender Stückzahl vorliegt und die Kammer im QCLAM-Spektrometer im Zusammenspiel mit den Triggerdetektoren getestet werden kann. Dann wird die bessere Ortsauflösung quantifiziert werden können und die Verbesserung der Effizienz sichtbar werden.

Für die Driftkammerelektronik wurden zahlreiche Vorüberlegungen durchgeführt und Prototypen der neuen Vorverstärker und der Diskriminatorstufe aufgebaut und getestet. Die Zeitauflösung der Driftzeitmessung wird um einen Faktor drei von 1.3 ns auf besser als 400 ps verbessert werden. Diese Zeitauflösung entspricht einer Driftstrecke von 20  $\mu\text{m}$ . Die erzielbare Zeitauflösung wird durch das Triggersystem begrenzt sein. Die Orts- und Winkelauflösung der Driftkammern ist dann im wesentlichen durch Diffusionseffekte, Aufstreuung der gestreuten Elektronen im Detektor und Positionsungenauigkeiten der Drähte bestimmt.

Durch diese höhere Zeitauflösung und durch die Verdoppelung der Anzahl der Zähldrähte wird sich die zu übertragende Datenmenge vervierfachen. Trotzdem zeigt sich, dass sich mit den aktuellen Möglichkeiten der elektronischen Datenverarbeitung und mit einem zeitgemässen Aufbau der Schaltungen Zählraten von 1 kHz mit einer Totzeit von weniger als 15% verarbeiten lassen.

Zusätzlich ist vorgesehen, direkt am Spektrometer weitere Zeiten und Zählraten messen zu können. Insbesondere soll die Messung der Flugzeit der Elektronen vom Beschleuniger in das Spektrometer integriert werden. Diese Zeitinformation ist notwendig zur Untergrundreduktion bei Elektronenstreuexperimenten unter  $180^\circ$  [62]. Es bietet sich auch an, die individuellen Zählraten der einzelnen Detektoren – Szintillator, Čerenkov, Driftkammern – aufzuzeichnen. Die Ausleseelektronik sollte deswegen weitgehend frei programmierbar sein, um diese Möglichkeiten optimal an das jeweilige Experiment anpassen zu können.



Allerdings ist nicht mehr vorgesehen, diese Elektronik so leistungsfähig auszubauen, dass komplexe Rechnungen – wie die Berechnung von Durchstoßort und -winkel – in Echtzeit durchgeführt werden können, wie es bisher möglich war [63, 64]. Diese Option war ursprünglich dafür vorgesehen, die Datenmenge zu reduzieren und somit höhere Zählraten zu ermöglichen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die Datenübertragungsraten groß genug sind, um alle Rohdaten, wie zum Beispiel die Driftzeiten, zu sichern. Die Datenaufnahme muss also lediglich gewährleisten, dass alle Daten auf Massenspeichern gesichert werden können. Einen Teil der gemessenen Rohdaten stellt sie dabei in Echtzeit einem Computernetzwerk zur Verfügung, so dass dann Standardcomputer diese komplexen Berechnungen durchführen können und das Experiment in Echtzeit überwacht werden kann.

Um die Zeitauflösung des Detektorsystems weiter zu verbessern, muss auch der Szintillator überarbeitet und dessen Photomultiplier und Verstärker durch schnellere ersetzt werden.

Da die Drahtmultiplizität erhöht wurde, könnte man die Drähte in der U-Kammer auch um einen größeren Winkel ( $30^\circ - 45^\circ$ ) gegen die X-Drähte verdrehen. Dies würde die Multiplizität etwas verringern, sollte aber die Ortsauflösung in der nichtdispersiven Richtung weiter verbessern und so eine genauere Bestimmung des horizontalen Streuwinkels ermöglichen.

# Untersuchung magnetischer Übergänge in den Kernen $^{48}\text{Ca}$ und $^{58}\text{Ni}$ in der Reaktion $(e, e')$ unter $180^\circ$

## 7 Theoretische Grundlagen

### 7.1 Inklusive Elektronenstreuung

In diesem Kapitel werden einige grundlegende Beziehungen der inklusiven Elektronenstreuung kurz vorgestellt. Ausführliche Darstellungen finden sich zum Beispiel in [23–26].

In inklusiven Elektronenstreuexperimenten werden Elektronen der Energie  $E_0$  an einem Atomkern gestreut. Die unter einem Winkel  $\theta$  gestreuten Elektronen werden nachgewiesen und deren Energie  $E_f$  bestimmt. Die Anregung des Kerns spiegelt sich in dem Energieverlust der Elektronen wider.

Das Elektron wechselwirkt bei der Streuung an einem Atomkern mit dessen Ladungs- und Stromdichteverteilung über den Austausch virtueller Photonen. In Diracscher Störungstheorie erster Ordnung, d. h. bei Berücksichtigung des Austausches nur eines Photons, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Übergang vom Zustand  $|\psi_i\rangle$  des Kernes zum Zustand  $|\psi_f\rangle$  gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{1}{4\pi^2(\hbar c)^2} E_0 E_f \left(\frac{p_f}{p_i}\right) \frac{(2J_f + 1)}{(2J_i + 1)} f_{rec} \left| \langle \psi_f | \hat{H}_{int} | \psi_i \rangle \right|^2. \quad (7.1)$$

Hierbei sind

|                 |   |
|-----------------|---|
| $p_i, p_f$      | der Dreierimpuls des Elektrons vor und nach der Streuung,                     |
| $J_i, J_f$      | der Gesamtdrehimpuls des Kernes vor und nach der Streuung,                    |
| $\hat{H}_{int}$ | Hamiltonoperator der Wechselwirkung,  |
| $f_{rec}$       | $= \left(1 + 2E_0/(Mc^2) \sin^2(\theta/2)\right)^{-1}$ der Rückstoßfaktor und |
| $M$             | die Masse des Atomkerns,  |

wobei der Hamiltonoperator nur die elektromagnetische Wechselwirkung enthält. Das Feld des Elektrons wird durch das Vierervektorpotential  $A_\mu = (\Phi, \vec{A})$  charakterisiert. Dieses Feld kann als ein Strahlungsfeld von virtuellen Photonen aufgefasst werden. Die Ladungs- und Stromdichteverteilung im Kern ist durch  $j_\mu = (\rho, \frac{1}{c}\vec{j})$  gegeben. Damit ergibt sich der Wechselwirkungsoperator zu:

$$\hat{H}_{int} = \int A_\mu(\vec{r}, t) j^\mu(\vec{r}, t) d^3r \quad (7.2)$$

Der Hamiltonoperator lässt sich in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil zerlegen:

$$\hat{H}_{int} = \hat{H}_C + \hat{H}_T \quad (7.3)$$

$$\hat{H}_C = \int \rho_{op}(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) d^3r \quad (7.4)$$

$$\hat{H}_T = -\frac{1}{c} \int [\vec{j}_{op}^c(\vec{r}) \vec{A}(\vec{r}) + \vec{\mu}_{op}^s(\vec{r}) \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r})] d^3r \quad (7.5)$$

Hierbei beziehen sich die Bezeichnungen transversal respektive longitudinal auf die Orientierung zwischen der Impulsübertragsachse und dem elektrischen bzw. magnetischen Feldstärkevektor. Der longitudinale Anteil beschreibt dabei die Coulomb-Wechselwirkung zwischen der elektrischen Ladung des Elektrons und der Ladungsverteilung im Kern, während der transversale Anteil auf der Wechselwirkung mit der Strom- und Magnetisierungsdichte des Kernes basiert. Die Größen  $\rho_{op}(\vec{r})$ ,  $\vec{j}_{op}^c(\vec{r})$  und  $\vec{\mu}_{op}^s$  sind die Übergangsoperatoren der Ladungs-, Konvektionsstrom- und Magnetisierungsdichte.

Bei leichten Kernen mit  $Z\alpha \ll 1$  lässt sich das Strahlungsfeld des virtuellen Photons nach ebenen Wellen der Form  $\vec{A}(\vec{q}, \vec{r}) \sim \vec{\epsilon} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}$  entwickeln (Plane Wave Born Approximation, PWBA), hierbei ist  $\vec{\epsilon}$  der Polarisationsvektor. Damit lässt sich auch der Hamiltonoperator nach Multipolen entwickeln

$$\langle \psi_f | \hat{M}^{C\lambda}(q) | \psi_i \rangle = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int J_\lambda(qr) Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \rho(\vec{r}) d^3r, \quad (7.6)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | \hat{M}^{E\lambda}(q) | \psi_i \rangle = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^{\lambda+1}} \int & \left[ \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{j}^c(\vec{r}) + \right. \\ & \left. q^2 J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{\mu}^s(\vec{r}) \right] d^3r, \end{aligned} \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_f | \hat{M}^{M\lambda}(q) | \psi_i \rangle = \frac{(2\lambda + 1)!!}{q^\lambda} \int & \left[ J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \vec{j}^c(\vec{r}) + \right. \\ & \left. \left( \vec{\nabla} \times J_\lambda(qr) \vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r}) \right) \vec{\mu}^s(\vec{r}) \right] d^3r. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Hierbei sind  $J_\lambda(qr)$  die sphärischen Besselfunktionen,  $\vec{Y}_{\lambda\lambda\mu}(\hat{r})$  die Vektorkugelflächenfunktionen gemäß [65] und

$$q = \sqrt{p_i^2 + p_f^2 - p_i p_f \cos \theta} \quad (7.9)$$

der Impulsübertrag.

In der elektromagnetischen Wechselwirkung sind Drehimpuls und Parität Erhaltungsgrößen. Damit ergeben sich für die einzelnen Multipolordnungen folgende Auswahlregeln

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f| \quad (7.10)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^\lambda \quad \text{für einen elektrischen Übergang und} \quad (7.11)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{\lambda+1} \quad \text{für einen magnetischen Übergang.} \quad (7.12)$$

In  $^{58}\text{Ni}$  ist bei einem Übergang vom Grundzustand mit  $J_i^\pi = 0^+$  zu einem angeregten Zustand mit definiertem Spin  $J_f$  und Parität  $\pi_f$  stets nur eine Multipolordnung beteiligt und der Übergang ist entweder rein elektrisch oder magnetisch.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen elektrischen Übergang reduziert sich damit auf

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{El}} = \left( \frac{Ze^2}{E_0} \right)^2 f_{\text{rec}} \left[ V_L \cdot |F(\text{C}\lambda, q)|^2 + V_T \cdot |F(\text{E}\lambda, q)|^2 \right]. \quad (7.13)$$

Entsprechend gilt für magnetische Übergänge

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{M}\lambda} = \left( \frac{Ze^2}{E_0} \right)^2 f_{\text{rec}} \left[ V_T \cdot |F(\text{M}\lambda, q)|^2 \right]. \quad (7.14)$$

Die Funktionen  $|F(\text{C}\lambda, q)|^2$ ,  $|F(\text{E}\lambda, q)|^2$  und  $|F(\text{M}\lambda, q)|^2$  heißen Übergangsformfaktoren. Sie sind direkt mit den Matrixelementen der Multipoloperatoren (7.6) – (7.8) verknüpft und enthalten damit die gesamte Kernstrukturinformation

$$F(\text{C}\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \langle \psi_f | \hat{M}^{\text{C}\lambda}(q) | \psi_i \rangle, \quad (7.15)$$

$$F(\text{E}\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | \hat{M}^{\text{E}\lambda}(q) | \psi_i \rangle, \quad (7.16)$$

$$F(\text{M}\lambda, q) = \frac{q^\lambda}{\sqrt{2J_i + 1} \cdot (2\lambda + 1)!!} \sqrt{\frac{\lambda + 1}{\lambda}} \langle \psi_f | \hat{M}^{\text{M}\lambda}(q) | \psi_i \rangle. \quad (7.17)$$

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der gewählten Kinematik wird durch die Faktoren

$$V_L = \frac{1 + \cos \theta}{2(y - \cos \theta)^2}, \quad (7.18)$$

$$V_T = \frac{2y + 1 - \cos \theta}{4(y - \cos \theta)(1 - \cos \theta)} \quad (7.19)$$

mit

$$y = 1 + \frac{E_x^2}{2E_0(E_0 - E_x)} \quad (7.20)$$

beschrieben. Die Größe  $E_x$  ist die Anregungsenergie im Atomkern. In den Gleichungen (7.18) und (7.19) wurde die Ruhemasse des Elektrons vernachlässigt.

Während in der Darstellung (7.13) und (7.14) die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von der gewählten Kinematik besonders deutlich wird, ist in der Literatur noch eine weitere Schreibweise gebräuchlich:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} f_{rec} \left[ |F_L(q)|^2 + \left(\frac{1}{2} + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) |F_T(q)|^2 \right] \quad (7.21)$$

Hierbei ist

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} \quad (7.22)$$

der Mottsche Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons an einer punktförmigen, spinlosen Ladungsverteilung. Die so definierten longitudinalen und transversalen Formfaktoren ergeben sich aus den Gleichungen (7.15) – (7.17) über die Beziehungen

$$|F_L(q)|^2 = \sum_{\lambda=0}^{\infty} |F(C\lambda, q)|^2 \quad (7.23)$$

und

$$|F_T(q)|^2 = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left( |F(E\lambda, q)|^2 + |F(M\lambda, q)|^2 \right). \quad (7.24)$$

Für einen Kern mit Grundzustand  $J^\pi = 0^+$  bleibt bei einem Übergang zu einem angeregten Zustand mit definiertem Spin  $J_f$  und definierter Parität  $\pi_f$  auch hier nur jeweils ein Summand übrig.

Die Approximation der Elektronenwellenfunktionen und damit auch des elektromagnetischen Feldes mit ebenen Wellen ist nur für  $Z\alpha \ll 1$  gerechtfertigt. Im Fall von  $^{58}\text{Ni}$  ist  $Z\alpha = 0.2$  und die Näherung deswegen schon sehr grob.

Durch das attraktive Coulombpotential werden die Elektronenwellenfunktionen in Kernnähe deformiert. In mittelschweren Kernen wie  $^{58}\text{Ni}$  kann dies quantitativ als Änderung der  $q$ -Abhängigkeit der Formfaktoren aufgefasst werden [66]. Der effektive Impulsübertrag

$$q_{eff} = q \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{\hbar c E_0 R_{eq}} \right) \quad (7.25)$$

ist durch die höhere kinetische Energie der Elektronen im Coulombfeld nahe des Kerns größer, und die Formfaktoren sind dementsprechend verschoben. Die Größe  $R_{eq}$  ist hierbei der Radius einer homogen geladenen Kugel. Die Formfaktoren müssen dabei dann als Funktion von  $q_{eff}$  aufgefasst werden.

Die Elektronenwellenfunktionen im Coulomb-Potential können aber auch numerisch exakt gelöst werden. Im Rahmen von „Distorted Wave Born Approximation“ Rechnungen können dann auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt werden. Der Formfaktor wird in diesen Rechnungen als

$$|F(E_0, \theta)|^2 = \frac{(d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)_{Mott}} \quad (7.26)$$

definiert. Er hängt explizit von der Einschussenergie  $E_0$  und dem Streuwinkel  $\theta$  ab und muss für jeden Übergang individuell bestimmt werden. Mit den so definierten Formfaktoren ist die Darstellung und Interpretation der experimentellen Daten analog zur PWBA möglich.

## 7.2 Besonderheiten der Streuung unter $180^\circ$

Ein Ziel der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente war die Untersuchung magnetischer Formfaktoren niedriger Multipolarität in den Kernen  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$ . Für diese Fragestellung sind Elektronenstreuexperimente unter einem Streuwinkel  $\theta = 180^\circ$  besonders geeignet, wie im folgenden erläutert wird.

In Abbildung 7.1 sind die kinematischen Faktoren  $V_L$  und  $V_T$  aus Gleichung (7.18) und (7.19) als Funktion des Streuwinkels  $\theta$  dargestellt. Zur Verdeutlichung ist der Fall der elastischen Streuung gezeigt, der prinzipielle Verlauf ändert sich

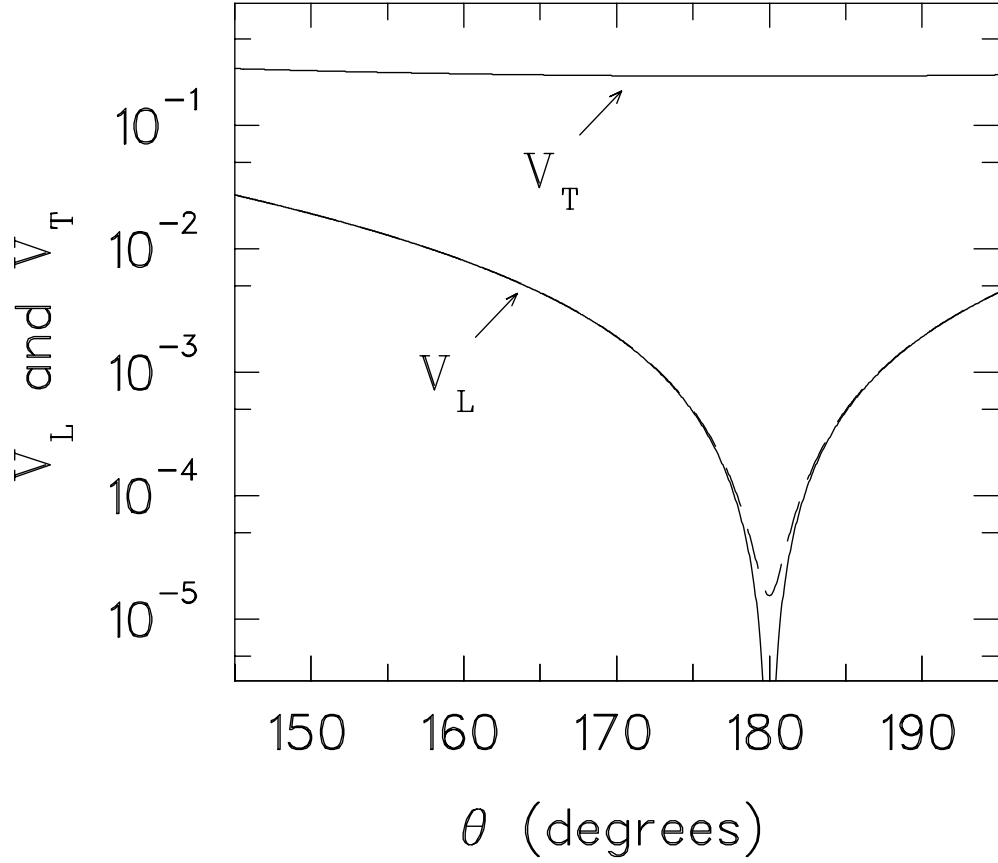


Abb. 7.1: Verlauf der kinematischen Faktoren  $V_L$  und  $V_T$  nach Gleichungen (7.18) und (7.19) für  $E_0 = 65$  MeV in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$ . Die gestrichelte Kurve stellt den Verlauf von  $V_L$  nach Gleichung (7.27) unter Berücksichtigung der Elektronenmasse dar.

aber auch im inelastischen Fall nicht. Beide Faktoren erreichen ihr Minimum bei  $\theta = 180^\circ$ . Während  $V_T$  dabei in einem großen Winkelbereich um  $180^\circ$  nahezu konstant bleibt, sinkt  $V_L$  nach Gleichung (7.18) auf 0 ab. Unter Berücksichtigung der Ruhemasse des Elektrons ergibt sich der kinematische Faktor für die elastische Streuung zu

$$V_L = \frac{(m_0 c^2 / E_0)^2 \sin^2(\theta/2) + \cos^2(\theta/2)}{4 \sin^4(\theta/2)}. \quad (7.27)$$

Der Wirkungsquerschnitt verschwindet also nicht vollständig, besitzt aber ein ausgeprägtes Minimum. Somit stellen Experimente unter einem Streuwinkel von  $180^\circ$  einen Filter bezüglich transversaler Übergänge dar. Diese erhöhte Empfindlichkeit macht solche Experimente ideal zur Untersuchung magnetischer Übergänge.

Bei Kernen mit  $J^\pi = 0^+$  im Grundzustand führt die Unterdrückung longitudina-

ler Wirkungsquerschnitte auch zu einer deutlichen Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses im Vergleich zu Elektronenstreuexperimenten bei anderen Streuwinkeln. Bei inklusiven ( $e, e'$ )-Experimenten bildet der Strahlenschwanz der elastischen Linie den Hauptteil des Untergrundes unter den inelastischen Linien. Er kommt durch Elektronen zustande, die beim Durchgang durch das Target zum einen elastisch an einem Kern gestreut wurden, aber durch eigentlich unerwünschte Prozesse – Mehrphotonenaustausch, Bremsstrahlungsverluste, Møllerstreuung – einen zusätzlichen Energieverlust erlitten haben. Unter  $\theta = 180^\circ$  kann bei Kernen mit  $J^\pi = 0^+$  aber die elastische Streuung nur durch Wechselwirkung mit der Ladungsverteilung des Kernes erfolgen, die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist rein longitudinal. Der Strahlenschwanz der elastischen Linie wird deswegen bei Streuung unter  $180^\circ$  optimal unterdrückt.

Da in einem Experiment immer ein endlich großer Raumwinkel  $\Delta\Omega$  vom Spektrometer und dessen Detektorsystem überdeckt wird, kann der Streuwinkel nicht genau auf  $\theta = 180^\circ$  festgelegt werden, sondern die Wirkungsquerschnitte werden immer über einen Streuwinkelbereich um  $180^\circ$  herum gemittelt. Durch die starke Abhängigkeit von  $V_L$  vom Streuwinkel hängt der longitudinale Beitrag des Wirkungsquerschnittes davon ab, wie groß  $\Delta\Omega$  im Experiment gewählt wird.

Als mittleren oder effektiven Streuwinkel  $\theta_{eff}$  definiert man den Winkel, bei dem das Verhältnis von longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt proportional zum Verhältnis  $V_L(\theta_{eff})/V_T(\theta_{eff})$  ist

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_T} \sim \frac{V_L(\theta_{eff})}{V_T(\theta_{eff})} \frac{|F_L|^2}{|F_T|^2}. \quad (7.28)$$

Um den effektiven Streuwinkel möglichst groß zu wählen, muss nach Gleichung (7.28) der Raumwinkel stark beschränkt werden. Dies verringert dann allerdings auch die Zählraten und verlängert damit die Messzeiten. Am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC beträgt der effektive Streuwinkel bei voller Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers ca.  $178^\circ$ .



## 7.3 Beschreibung der Atomkerne im Rahmen der SRPA

Voraussetzung für die Untersuchung der Formfaktoren im Rahmen der DWBA (siehe Kapitel 7.1) sind Rechenverfahren zur Bestimmung des Matrixelementes  $\langle \psi_f | \hat{H} | \psi_i \rangle$  in Gleichung (7.1). Besonders geeignet dafür sind mikroskopische Modelle, die der Schalenstruktur der Atomkerne Rechnung tragen. Für mittelschwere Kerne wie  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$  sind vollständige Schalenmodellrechnungen nur für solche Anregungen möglich, die über  $0 \hbar\omega$  Übergänge erreicht werden können, und auch diese Rechnungen sind erst in jüngster Zeit möglich [8, 67, 68]. Bei magnetische Quadrupolübergängen müssen mindestens zwei Oszillatorschalen berücksichtigt werden. Hierfür sind lediglich Schalenmodellrechnungen mit stark eingeschränktem Modellraum verfügbar, die nur eine begrenzte Aussagekraft besitzen.

Die vollständigste Beschreibung dieser Kerne mit einer mikroskopischen Theorie erfolgt im Rahmen von RPA (Random Phase Approximation) Rechnungen bzw. mit auf der RPA aufbauenden Verfahren wie dem QPM (Quasiteilchen Phonon Modell) und der SRPA (Second RPA). Ausführliche Herleitungen und Beschreibungen dieser Verfahren finden sich in zahlreichen Lehrbüchern und Veröffentlichungen (siehe z. B. [69, 70] und Referenzen hierin) und sollen hier nicht noch einmal dargelegt werden. Lediglich die Besonderheiten der im Rahmen dieser Arbeit für  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{58}\text{Ni}$  verwendeten Rechnungen sollen im folgenden vorgestellt werden. Die Notation der Operatoren und Wellenfunktion folgt dabei weitgehend den Bezeichnungen aus [70].

Der angeregte Zustand  $|\psi_\nu\rangle$  eines Systems aus  $A$  Teilchen kann formal durch die Anwendung eines Erzeugungsoperators  $\hat{Q}_\nu^\dagger$  auf den Grundzustand  $|\psi_0\rangle$

$$|\psi_\nu\rangle = \hat{Q}_\nu^\dagger |\psi_0\rangle \quad (7.29)$$

erzeugt werden. Die Bewegungsgleichung für diesen Operator lautet

$$[\hat{H}_A, \hat{Q}_\nu^\dagger] |\psi_0\rangle = (E_\nu - E_0) \hat{Q}_\nu^\dagger |\psi_0\rangle. \quad (7.30)$$

Hierbei ist

$$\hat{H}_A = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\vec{p}_\alpha^2}{2m} + \sum_{\substack{\alpha, \beta=1 \\ \alpha > \beta}}^A \hat{V}_{NN}(\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta) \quad (7.31)$$

der Hamiltonoperator des  $A$ -Teilchen Systems und  $\hat{V}_{NN}$  die Nukleon–Nukleon Wechselwirkung. Spannt  $\hat{Q}_\nu^\dagger$  den Fockraum aller  $n$  Teilchen –  $n$  Loch Anregungen auf, so ist (7.30) äquivalent zur Schrödingergleichung

$$\hat{H}_A |\psi_\nu\rangle = E_\nu |\psi_\nu\rangle. \quad (7.32)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist nur für sehr leichte Kerne möglich, für alle anderen Kerne sind vereinfachende Modellannahmen notwendig. In Schalenmodellrechnungen wird z. B. der Modellraum dadurch eingeschränkt, dass nur ein Teil der  $A$  Nukleonen sich an den Anregungen beteiligen kann, während die restlichen Nukleonen einen unveränderten „core“ bilden. Die an der Anregung beteiligten Nukleonen dürfen sich außerdem nur in wenigen Schalen aufhalten. In RPA Rechnungen dagegen können in der Regel Nukleonen aus allen Schalen an dem Übergang beteiligt sein. Dafür wird  $\hat{Q}_\nu^\dagger$  allerdings auf Linearkombinationen von Einteilchen–Einloch Konfigurationen beschränkt

$$\hat{Q}_\nu^\dagger = \sum_{ph} \left( X_{ph}^\nu a_p^\dagger a_h - Y_{ph}^\nu a_h^\dagger a_p \right). \quad (7.33)$$

Angeregte Zustände sind in diesem Bild Superpositionen von elementaren Einteilchen–Einloch Anregungen in einem Zentralfeld. Durch die nichtverschwindenden Rückwärtsamplituden  $Y_{ph}^\nu$  werden Grundzustandskorrelationen Rechnung getragen. Die Indizes  $p$  und  $h$  sind in dieser Notation die Quantenzahlen der Einteilchenzustände in einem statischen Zentralpotential  $\hat{U}_0$ , das entweder selbstkonsistent aus einer Hartree–Fock Rechnung ermittelt oder, wie in unserem Fall, mit einem phänomenologischen Potential vom Woods–Saxon Typ approximiert wird. Die Einteilchenenergien  $\epsilon_\alpha$  und die Einteilchenwellenfunktionen  $|\varphi_p\rangle$  und  $|\varphi_h\rangle$  sind die Lösungen der Schrödinger Gleichung

$$\hat{H}_0 |\varphi_\alpha\rangle = \left( \frac{\vec{p}^2}{2m} + \hat{U}_0 \right) |\varphi_\alpha\rangle = \epsilon_\alpha |\varphi_\alpha\rangle \quad (7.34)$$

für die Bewegung eines Nukleons im Potential  $\hat{U}_0$ .

Der Hamiltonoperator für das  $A$ -Nukleonensystem (7.31) lässt sich damit als

$$\hat{H}_A = \sum_{\alpha=1}^A \hat{H}_0 + \sum_{\substack{\alpha,\beta=1 \\ \alpha>\beta}}^A \hat{V}_{res} \quad (7.35)$$

mit

$$\sum_{\substack{\alpha, \beta=1 \\ \alpha > \beta}}^A \hat{V}_{res} = \sum_{\substack{\alpha, \beta=1 \\ \alpha > \beta}}^A \hat{V}_{NN} - \sum_{\alpha=1}^A \hat{U}_0 \quad (7.36)$$

darstellen. Die Restwechselwirkung  $\hat{V}_{res}$  enthält dabei gerade den Anteil der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung, der nicht im Zentralpotential  $\hat{U}_0$  enthalten ist. In zweiter Quantisierung bekommt der Hamiltonoperator dann die Form

$$\hat{H}_A = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \tilde{V}_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} . \quad (7.37)$$

In der „Quasi Boson Approximation“ (QBA) wird der Kommutator  $[\hat{Q}_{\nu}, \hat{Q}_{\nu'}^{\dagger}]$  durch eine Deltafunktion  $\delta_{\nu\nu'}$  approximiert. Damit ergeben sich aus (7.30) die RPA–Gleichungen

$$\begin{pmatrix} A_{php'h'} & B_{php'h'} \\ B_{php'h'}^* & A_{php'h'}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{p'h'}^{\nu} \\ Y_{p'h'}^{\nu} \end{pmatrix} = (E_{\nu}^{\text{RPA}} - E_0) \begin{pmatrix} X_{ph}^{\nu} \\ -Y_{ph}^{\nu} \end{pmatrix} \quad (7.38)$$

mit

$$\begin{aligned} A_{php'h'} &= (\epsilon_p - \epsilon_h) \delta_{pp'} \delta_{hh'} + \tilde{V}_{ph'h'p} \\ B_{php'h'} &= \tilde{V}_{pp'hh'} , \end{aligned} \quad (7.39)$$

aus deren Lösung man sowohl die Anregungsenergien  $E_{\nu} - E_0$  als auch die RPA–Amplituden  $X_{ph}^{\nu}$  und  $Y_{ph}^{\nu}$  erhält.

Zur Berechnung experimentell zugänglicher Observablen wird die Stärkefunktion

$$S_F(E) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \langle \psi_0 | \hat{F}^{\dagger} G(E) \hat{F} | \psi_0 \rangle \quad (7.40)$$

ausgewertet. Hierbei ist  $\hat{F}$  ein externes Feld, das Impuls, Energie, Spin und/oder Isospin auf den Kern überträgt. Im Falle der Elektronenstreuung können dies die Multipol–Operatoren (7.6) – (7.8) sein. Die Größe  $G(E)$  bezeichnet die nukleare Greensche Funktion

$$G(E) = \left( \hat{H}_A - (E_{\nu} - E_0) - i\eta \right)^{-1} + \left( \hat{H}_A + (E_{\nu} - E_0) - i\eta \right)^{-1} . \quad (7.41)$$

Werden die RPA–Gleichungen vollständig gelöst, so kann der Übergang  $\eta \rightarrow 0$  vollzogen werden und die Stärkefunktion ergibt sich zu

$$S_F(E) = \sum_{\nu} \left| \langle \psi_{\nu} | \hat{F} | \psi_0 \rangle \right|^2 \delta(E - (E_{\nu} - E_0)) \quad (7.42)$$

mit

$$\langle \psi_0 | \hat{F} | \psi_\nu \rangle = \sum_{ph} (X_{ph}^{*\nu} f_{ph}^* + Y_{ph}^{*\nu} f_{ph}) \quad (7.43)$$

und

$$f_{ph} = \langle \varphi_p | \hat{F} | \varphi_h \rangle. \quad (7.44)$$

Die klassische Einteilchen–Einloch RPA beschreibt sehr gut die globalen Eigenschaften von Resonanzen in magischen Kernen wie die zentrale Anregungsenergie und die Ausschöpfung von modellunabhängigen Summenregeln. Sie ist jedoch nicht in der Lage, die Feinstruktur der Stärkeverteilung und die Zerfallsbreiten korrekt vorherzusagen. Dies liegt an der Beschränkung des Modellraumes auf Einteilchen–Einloch Konfigurationen. Die Ankopplung an kompliziertere  $np$ – $nh$  Anregungen führt zur Dämpfung und Fragmentation der Resonanzen, die in der RPA unberücksichtigt bleibt.

Da der Hamiltonoperator des Kernes nur Ein– und Zweiteilchen Operatoren enthält, können die Einteilchen Konfigurationen nur mit Zweiteilchen Konfigurationen mischen. In der SRPA werden deswegen neben den Einteilchen–Einloch Konfigurationen auch Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen berücksichtigt. Der Erzeugungsoperator (7.33) bekommt damit die Form

$$\begin{aligned} \hat{Q}_\nu^\dagger = & \sum_{ph} (X_{ph}^\nu a_p^\dagger a_h - Y_{ph}^\nu a_h^\dagger a_p) + \\ & \sum_{\substack{p_1 < p_2 \\ h_1 < h_2}} (X_{p_1 p_2 h_1 h_2}^\nu a_{p_1}^\dagger a_{p_2}^\dagger a_{h_2} a_{h_1} - Y_{p_1 p_2 h_1 h_2}^\nu a_{h_1}^\dagger a_{h_2}^\dagger a_{p_2} a_{p_1}) . \end{aligned} \quad (7.45)$$

Durch Auswerten der Bewegungsgleichung (7.30) erhält man wieder die RPA Gleichungen (7.38), die sich jetzt allerdings auf Supermatrizen beziehen.

Durch die große Anzahl an Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen, die nötig sind, um mittelschwere oder schwere Kerne zu beschreiben, werden die auftretenden Matrizen sehr groß und die Lösung der dabei auftretenden Gleichungssysteme ist entsprechend aufwendig.

Die externen Felder werden in der Regel mit Einteilchenoperatoren beschrieben, die hauptsächlich an die Einteilchen–Einloch Konfigurationen ankoppeln. Deswegen wird der Hamiltonoperator in diesem Unterraum vordagonalisiert und nur die auf diesen Unterraum projizierten Lösungen bestimmt.

Die Green's Funktion in (7.40) ergibt sich in diesem Fall zu

$$G_{\nu\nu'}(E) = (E - E_\nu - \Sigma_{\nu\nu'}(E) + i\eta)^{-1} - (E + E_\nu + \Sigma_{\nu\nu'}(-E) - i\eta)^{-1} . \quad (7.46)$$

Hierbei ist  $\Sigma_{\nu\nu'} \equiv \Delta_{\nu\nu'} - \frac{i}{2}\Gamma_{\nu\nu'}$  die aus der Kopplung an die Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen resultierende komplexe RPA–Selbstenergie, deren Imaginärteil die Verbreiterung der RPA–Zustände („spreading width“) bewirkt. Nach Diagonalisierung der Restwechselwirkung  $\hat{V}_{res}$  im Zweiteilchen–Zweiloch Unterraum nimmt sie die Form

$$\Sigma_{\nu\nu'}(E) = \sum_2 \langle \nu | \hat{V}_{res} | 2 \rangle \frac{1}{E - E_2 + i\eta} \langle 2 | \hat{V}_{res} | \nu' \rangle \quad (7.47)$$

an. Die Stärkefunktion  $S_F(E)$  wird nicht mehr für einzelne Zustände, sondern für diskrete Energiewerte  $E$  ausgewertet. Der Energiemittelungsparameter  $\eta$  wird so gewählt, dass er die experimentelle Auflösung simuliert.

Der Realteil  $\Delta_{\nu\nu'}$  der RPA–Selbstenergie (7.47) ist bei niedrigen Anregungsenergien attraktiv und verschiebt damit die Lagen der Resonanzen gegenüber der RPA [16, 69]. Da bei den im Rahmen dieser Arbeit benutzten Rechnungen das Zentralpotential  $\hat{U}_0$  nicht selbstkonsistent in einer Hartree–Fock Rechnung bestimmt, sondern ein phänomenologisches Woods–Saxon Potential benutzt wurde, das gerade durch die Anpassung an die Energieniveaus niedrigliegender Anregungen bestimmt wurde, ist diese Verschiebung schon in den Rechnungen enthalten. Um dieses „double-counting“ Problem [70] zu umgehen, wurde von  $\Delta_{\nu\nu'}$  ein gemittelttes  $\bar{\Delta}_{\nu\nu'}$  subtrahiert. Die mittlere Selbstenergie  $\bar{\Delta}_{\nu\nu'}$  wird bestimmt, indem man die Rechnung mit einem größeren Parameter  $\eta$  in (7.46) wiederholt. Dadurch fluktuiert  $\Delta_{\nu\nu'}$  um Null, und die korrekte Struktur der Polstellen für die Dämpfung der RPA–Moden in Zweiteilchen–Zweiloch Anregungen bleibt erhalten.

Um die Dimension des Zweiteilchen–Zweiloch Unterraumes noch weiter zu reduzieren, wurden, wie in [15] beschrieben, die Verteilung der Diagonalmatrixelemente in diesem Unterraum durch eine Gaußverteilung approximiert. Nur die Matrixelemente, die von dieser Anpassung abweichen, wurden in den weiteren Rechnungen exakt berücksichtigt. Die Gaußverteilung der Matrixelemente folgt aus der Theorie der Zufallsmatrizen. Durch dieses Verfahren müssen die vielen kleinen Matrixelemente, die die Struktur der Resonanzen nur schwach beeinflussen, nicht exakt mitgeführt werden.

Sowohl die RPA als auch die SRPA sind sehr gut geeignet, die Kernstruktur von Kernen mit abgeschlossenen Schalen („magische Kerne“) zu beschreiben. Voraussetzung für die Gültigkeit der RPA ist, dass Teilchen und Lochzustände eindeutig definiert werden können. Die Besetzungswahrscheinlichkeit muss also an der Fermikante eine Diskontinuität aufweisen. In Kernen mit offenen Schalen spielen Paarungseffekte eine große Rolle, dadurch nimmt die Besetzungswahrscheinlichkeit an der Fermikante stetig ab. Während  $^{48}\text{Ca}$  ein doppeltmagischer Kern ist und damit sehr gut in der SRPA beschrieben werden kann, ist in  $^{58}\text{Ni}$  nur die  $\pi(1f_{7/2})$  Schale abgeschlossen, bezüglich der Neutronen ist dieser Kern wegen der Neutronenzahl  $N = 30$  nicht magisch. Die Anwendbarkeit der RPA ohne Berücksichtigung von Paarungskräften muss hier besonders kritisch untersucht werden (siehe Kapitel 10.1).

## 8 Messung der Reaktion $^{58}\text{Ni}(e, e')$ am S-DALINAC

### 8.1 $180^\circ$ -System

Wie bereits in Abschnitt 7.2 dargestellt wurde, ist Elektronenstreuung unter  $180^\circ$  eine erprobte Methode zur Untersuchung magnetischer und transversal elektrischer Anregungen in Atomkernen. Experimente dieser Art wurden in der Vergangenheit an zahlreichen Beschleunigeranlagen durchgeführt [71–77], inzwischen ist das System am S-DALINAC jedoch die einzige noch in Betrieb befindliche Anordnung in der Welt [47]. Darüberhinaus besitzt dieses System auch die höchste Energieauflösung aller  $180^\circ$ -Systeme.

Das Prinzip konventioneller Elektronenstreuexperimente unter einem Streuwinkel kleiner als  $180^\circ$  wurde schon in Kapitel 3 dargestellt. Dort wurden auch schon die dafür am S-DALINAC vorgesehenen Experimentierplätze einschließlich des QCLAM-Spektrometers beschrieben. Im folgenden sollen nun die zusätzlichen Einrichtungen zur Durchführung von  $(e, e')$ -Experimenten unter  $180^\circ$  am S-DALINAC beschrieben werden.

Obwohl das QCLAM-Spektrometer zwar um das in der Streukammer befindliche Target drehbar aufgebaut ist, kann es nicht auf einen Stellwinkel von  $180^\circ$  gefahren werden, da es dazu in der Achse der einfallenden Elektronen positioniert sein müsste. Um derartig gestreute Elektronen dennoch nachweisen zu können, müssen sie zunächst vom einfallenden Strahl getrennt werden. In Abbildung 8.1 sind die dazu notwendigen Erweiterungen der Strahlführung und Änderungen am Experimentierplatz dargestellt. Der Elektronenstrahl gelangt über eine Magnetschikane unter einem Winkel von  $\alpha_i = 25^\circ$  relativ zur konventionellen Strahlachse in die Streukammer. In deren Mitte befindet sich der letzte Dipolmagnet der Schikane – im weiteren als Separationsmagnet bezeichnet –, der den Strahl wieder auf die ursprüngliche Strahlachse lenkt. Das Target befindet sich nicht in der Streukammermitte, sondern 165 mm strahlabwärts versetzt. Die unter einem Winkel  $\theta = 180^\circ$  elastisch oder inelastisch gestreuten Elektronen gelangen wieder in den Separationsmagnet, werden aber durch die Lorentzkraft und den entgegengesetzten Impuls um einen Winkel  $\alpha_f \geq 25^\circ$  in Richtung des Spektrometer abgelenkt.

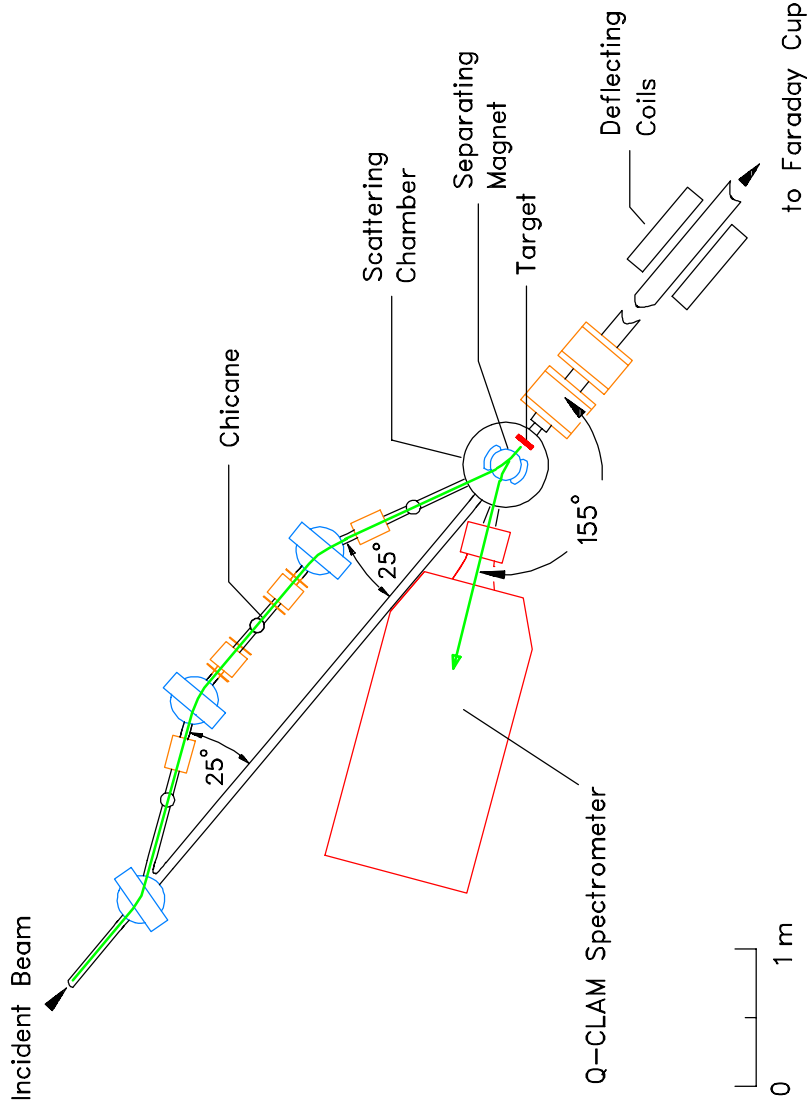


Abb. 8.1: Schematische Darstellung der Strahlführung am QCLAM-Spektrometer zur 180° Elektronenstreuung. Das QCLAM-Spektrometer steht in diesem Beispiel unter einem Winkel  $\theta_{QCLAM} = 155^\circ$ . Die Trajektorie eines elastisch unter 180° am Target gestreuten Elektrons ist eingezeichnet. Es tritt unter einem Winkel  $\alpha_i = 25^\circ$  in die Streukammer ein und verlässt sie unter einem Winkel  $\alpha_f \geq 25^\circ$ .



Treten die gestreuten Elektronen senkrecht zur magnetischen Feldkante in den Separationsmagneten ein – dies ist streng nur für exakt unter  $180^\circ$  gestreute Elektronen der Fall – so gilt für den Ablenkwinkel  $\alpha_f$  der gestreuten Elektronen die Beziehung

$$\frac{\tan(\alpha_i/2)}{\tan(\alpha_f/2)} = \frac{p_i}{p_f}. \quad (8.1)$$

Der Ablenkwinkel  $\alpha_f$  der rückgestreuten Elektronen hängt somit von dem Energieverlust der Elektronen beim Streuvorgang ab und damit auch von der Anregungsenergie im Atomkern. Da der Winkel  $\alpha_i$  durch den Aufbau des Experimentierplatzes vorgegeben ist und die Magnetfeldstärke im Separationsmagnet durch die Energie des einfallenden Strahles festgelegt wird, wird über den Stellwinkel des Spektrometers der nachweisbare Energiebereich der gestreuten Elektronen eingestellt. Das Magnetfeld des Spektrometerdipolmagnets muss dabei gleichzeitig angepasst werden. Dies ist anders als bei konventionellen Experimenten, bei denen der untersuchbare Anregungsenergiebereich durch Verändern des Spektrometerdipolfelds unabhängig vom Spektrometerstellwinkel und der Strahlenergie eingestellt werden kann.

Die Dispersion des Separationsmagneten führt weiter zu einer Verzerrung der im konventionellen Fall rechteckigen, homogenen Ausleuchtung des Detektorsystems. Durch die begrenzte, rechteckige Fläche des Detektorsystems hängt somit die Winkelakzeptanz von dem Impuls des gestreuten Elektrons ab. Dieser Effekt, die durch den größeren Abstand zwischen Target und Spektrometer kleinere Winkelakzeptanz und die Blendenwirkung der Polschuhe des Separationsmagneten bewirken eine kleinere Raumwinkelakzeptanz von maximal 10 msr im  $180^\circ$  Betrieb gegenüber 35 msr im konventionellen Betrieb.

Die Verschiebung des Targets und die Dispersion des Separationsmagneten ändern die optischen Eigenschaften des Spektrometers. So ist die Fokalebene gegenüber der Lage im konventionellen Betrieb verschoben. Deswegen wurden in [47, 78, 79] spezielle Algorithmen zur Rekonstruktion von Impuls, horizontalem und vertikalem Streuwinkel der gestreuten Elektronen entwickelt, die in [62] noch einmal verfeinert wurden.

Die Dipolmagnete in der Schikane wurden ursprünglich an einem  $180^\circ$ -System am Mikrotron MUSL-2 in Illinois eingesetzt und wurden nach Stilllegung dieses Beschleunigers dem Institut für Kernphysik der TU Darmstadt überlassen.

Die maximale Elektronenenergie dieses  $180^\circ$ -Systems am Mikrotron MUSL-2 betrug 75 MeV. Am S-DALINAC ist die Maximalenergie für das  $180^\circ$ -System zur Zeit 85 MeV. Im Rahmen von [58] soll ein neuer Separationsmagnet aufgebaut werden, der dann Elektronenstreuexperimente bis zu einer maximalen Elektromeneinschussenergie von 120 MeV ermöglichen wird.

## 8.2 Durchführung des Experiments

In diesem Kapitel soll die Durchführung des  $^{58}\text{Ni}(e, e')$  Experiments beschrieben werden. Dieses Experiment umfasst eine ganze Serie von Experimenten am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC. Das vorgesehene Programm konnte im Rahmen der vorgelegten Arbeit noch nicht abgeschlossen werden und wird auch Teil einer weiteren Doktorarbeit sein [58]. Die Durchführung der Experimente an  $^{48}\text{Ca}$ , deren Ergebnisse in Kapitel 11 analysiert werden, war Teil einer anderen Arbeit [62] und soll hier nicht noch einmal beschrieben werden. Sie verlief analog zu den Messungen an  $^{58}\text{Ni}$ . Ziel der Experimente an  $^{58}\text{Ni}$  ist die Untersuchung magnetischer und transversal elektrischer Kernanregungen niedriger Multipolarität. Der Schwerpunkt liegt dabei in der Untersuchung der Spin-Dipol Resonanz. Dazu gehört insbesondere die Bestimmung der magnetischen Quadrupolstärke.

Elektronenstreuung bei niedrigen Impulsüberträgen unter extremen Rückwärtswinkeln ist, wie in Kapitel 7.2 erläutert, sehr empfindlich auf gerade diese Anregungen. Das Maximum des M2-Formfaktors liegt bei mittelschweren Kernen typischerweise bei Impulsüberträgen von  $q_{eff} \cong 0.6 \text{ fm}^{-1}$ . Mit Strahlenergien von bis zu 85 MeV ist das  $180^\circ$ -System am S-DALINAC hervorragend für die Untersuchung solcher Fragestellungen geeignet, da eine Vermessung des M2-Formfaktors über das erste Maximum hinaus möglich ist.

Als Targets wurden metallische Folien aus isotonenangereichertem Nickel verwendet. Die Isotopenhäufigkeit an  $^{58}\text{Ni}$  betrug mehr als 99%. Die Massenbelegung  $\rho dx$  der im Targetlabor der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, hergestellten Targets betrug  $7.6 \text{ mg/cm}^2$  und  $17.0 \text{ mg/cm}^2$ . Die Targetdicke des dünneren Targets wurde gerade so gewählt, dass der mittlere Energieverlust eines

Elektrons beim einfachen Durchgang durch das Target vergleichbar mit der Energieunschärfe der Strahlenergie selbst war. Dies stellt den optimalen Kompromiss zwischen der erzielbaren Energieauflösung und einer möglichst großen Luminosität dar. Das dickere Target wurde in zwei Einstellungen benutzt, bei denen der Strahlstrom stark reduziert war.

Bisher wurden Spektren bei Strahlenergien von  $E_0 = 56.5$  und  $65.4$  MeV aufgenommen. Dies entspricht effektiven Impulsüberträgen von  $q_{eff} = 0.64 \text{ fm}^{-1}$  und  $0.73 \text{ fm}^{-1}$ . Um bei beiden Einschussenergien einen Anregungsenergiebereich von  $E_x = 0 - 20$  MeV abzudecken, wurden für die niedrigere Strahlenergie Spektren bei vier verschiedenen Magnetfeldeinstellungen und Stellwinkeln des QCLAM-Spektrometers aufgenommen. Bei der höheren Strahlenergie genügten drei Einstellungen. Tabelle 8.1 gibt eine Übersicht über die bereits durchgeführten und die noch geplanten Kinematiken und Einstellungen der verschiedenen Teilmessungen.

Der mittlere Strahlstrom betrug zwischen  $400 \text{ nA}$  und  $2 \text{ }\mu\text{A}$  bei den verschiedenen Einstellungen. Auf den cw-Strahl mit einer Frequenz von  $3 \text{ GHz}$  wurde eine  $10 \text{ MHz}$  Makrostruktur aufgeprägt, so dass der Strahl  $1 \text{ ns}$  ein- und  $99 \text{ ns}$  ausgeschaltet war. Diese Zeitstruktur ermöglicht die Messung der Flugzeit der Elektronen aus dem Beschleuniger in das Spektrometer. Diese Zeitinformation wurde genutzt, um den apparativen Untergrund zu identifizieren und damit zu unterdrücken. Das Verfahren ist detailliert in [62] dargestellt.

In regelmäßigen Abständen wurden die Position des Elektronenstrahls sowohl in der Schikane als auch in der Streukammer und vor dem Faraday-Cup auf in den Strahl einschwenkbaren BeO-Leuchttargets mittels Fernsehkameras kontrolliert. Im gleichen Rhythmus wurden Messungen an einem  $^{12}\text{C}$ -Target und an einem Leertarget durchgeführt. Die  $^{12}\text{C}$ -Messung diente zum einen der Kontrolle der Energieeichung, zum anderen der Normierung der Spektren. Mit der Leertarget-Messung wurde der apparative Untergrund kontrolliert. Bei den Einstellungen mit einer Strahlenergie von  $65.4 \text{ MeV}$  wurden Kohlenstoffspektren bei verschiedenen Magnetfeldeinstellungen des QCLAM-Spektrometers aufgenommen, um Inhomogenitäten in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers bei verschiedenen Impulsablagen auszuschließen. Der Strahlstrom und damit die während der Messung aufgesammelte Ladung wurde in einem Faraday-Cup hinter der Streukammer gemessen.

Untersuchungen der magnetischen Dipolstärke in  $^{58}\text{Ni}$  wurden bereits von Mettner [11] am DALINAC durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Arbeit werden zur Auswertung der hier beschriebenen Messungen und der Interpretation der Ergebnisse herangezogen. Die Kinematiken für die hier beschriebenen Experimente wurden so gewählt, dass sich die beiden Serien optimal ergänzen.

| $E_0$<br>(MeV) | $\theta_{eff}$<br>(Grad) | $\theta_{QCLAM}$<br>(Grad) | $E_x$<br>(MeV) | $\Delta E_{FWHM}$<br>(keV) | $I\Delta t$<br>( $\mu\text{Ah}$ ) |
|----------------|--------------------------|----------------------------|----------------|----------------------------|-----------------------------------|
| 56.60          | 178                      | 152.8                      | 0.0 – 9.5      | 76                         | 107                               |
| 56.80          | 178                      | 148.5                      | 7.4 – 16.2     | 76                         | 95                                |
| 56.50          | 178                      | 143.4                      | 15.0 – 22.2    | 130                        | 96                                |
| 56.22          | 178                      | 138.8                      | 20.4 – 26.3    | 130                        | 34                                |
| 65.40          | 178                      | 152.8                      | 0.0 – 11.1     | 80                         | 55                                |
| 65.40          | 178                      | 148.6                      | 8.7 – 18.7     | 92                         | 119                               |
| 65.44          | 178                      | 144.2                      | 16.3 – 24.7    | 100                        | 98                                |
| 45             | 178                      | 152.8                      | 0.0 – 7.6      |                            | 50                                |
| 45             | 178                      | 148.4                      | 6.5 – 13.0     |                            | 100                               |
| 45             | 178                      | 143.4                      | 12.0 – 17.6    |                            | 120                               |
| 72             | 178                      | 152.8                      | 0.0 – 12.0     |                            | 100                               |
| 72             | 178                      | 148.5                      | 10.0 – 20.5    |                            | 120                               |
| 80             | 178                      | 152.8                      | 0.0 – 13.5     |                            | 100                               |
| 80             | 178                      | 148.8                      | 10.5 – 22.5    |                            | 120                               |
| 80             | 152                      | 152.0                      | 0.0 – 13.5     |                            | 60                                |
| 80             | 152                      | 152.0                      | 10.5 – 22.5    |                            | 60                                |

**Tab. 8.1:** Parameter der durchgeführten (obere Hälfte) und geplanten (untere Hälfte) Messungen der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(e, e')$ . Angegeben sind jeweils Einschussenergie  $E_0$ , mittlerer effektiver Streuwinkel  $\theta_{eff}$ , Spektrometer Stellwinkel  $\theta_{QCLAM}$ , erfasster Anregungsenergiebereich, Energieauflösung  $\Delta E_{FWHM}$  und akkumulierte bzw. zu akkumulierende Ladung  $I\Delta t$ .

## 9 Auswertung des $^{58}\text{Ni}$ -Experiments

### 9.1 Erzeugung der Spektren

Während des Experiments wurden alle Detektordaten, Driftzeiten und Drahtnummern der angesprochenen Drähte, des QCLAM-Spektrometers auf Magnetbändern gespeichert. Alle im folgenden vorgestellten und diskutierten Spektren wurden aus diesen Rohdaten nach der Durchführung des Experiments erzeugt.

Zur Reduktion des apparativen Untergrundes wurde die in [62] vorgeschlagene und erstmals angewandte Methode der Messung der Flugzeitunterschiede der Elektronen von der Elektronenquelle in das Spektrometer ausgenutzt. Bei der Analyse der experimentellen Daten wurde in einem ersten Schritt dieses Flugzeitspektrum akkumuliert. Anhand dieses Spektrums wurde ein Flugzeitfenster festgelegt. In allen folgenden Analyseschritten wurden Ereignisse mit Flugzeiten außerhalb dieses Fensters nicht weiter berücksichtigt. Die Grenzen wurden so gewählt, dass die Daten aller am Target gestreuten Elektronen weiterverarbeitet wurden. Da in diesem Stadium der Analyse noch keine Information über den Bahnvektor des Elektrons vorlag, die Flugzeit des Elektrons aber von dem Flugweg durch das Spektrometer abhängt, musste das Fenster hinreichend groß gewählt werden, um keine Ereignisse zu verlieren. Der Untergrund konnte hier noch nicht optimal unterdrückt werden. Die Datenmenge konnte aber schon hier je nach Untergrundsituation um einen Faktor 10 reduziert werden, so dass die Rechenzeit für die weiteren Analysen ganz erheblich sank.

Mit den in [35,36] entwickelten und beschriebenen Verfahren wurde aus den Detektorrohdaten der Durchstoßort und Durchstoßwinkel durch das Detektorsystem bestimmt. Aus diesen Koordinaten wurde dann mit den in [62] entwickelten Algorithmen die relative Impulsablage  $\Delta p/p_{cent}$ , der horizontale ( $\theta_H$ ) und der vertikale Streuwinkel ( $\theta_V$ ) ermittelt, aus denen sich die Anregungsenergie  $E_x$  über die Beziehung

$$E_x = E_0 - c \cdot p_{cent} \left( \frac{\Delta p}{p_{cent}} \right) - T_{rec} - \Delta E_{Target} \quad (9.1)$$

aus der relativen Impulsablage  $\Delta p/p_{cent}$ , dem Sollimpuls  $p_{cent}$  und der Strahlenergie  $E_0$  ergibt. Diese Formel berücksichtigt sowohl die Rückstoßenergie des

Targetkerns  $T_{rec}$  als auch der Energieverlust im Target  $\Delta E_{Target}$ . Die Rückstoßenergie  $T_{rec}$  ist eine Funktion der Anregungsenergie  $E_x$ . Das Target befand sich in Reflektionsstellung senkrecht zur Strahlachse. Der mittlere Energieverlust ergibt sich aus dem Energieverlust beim einfachen Durchgang eines Elektrons durch das Target. Für das  $^{58}\text{Ni}$  Target mit einer Massenbelegung  $\rho dx$  von  $7.6 \text{ mg/cm}^2$  ergibt er sich zu  $55 \text{ keV}$  bei einer Strahlenergie  $E_0 = 65.4 \text{ MeV}$  bzw.  $49 \text{ keV}$  bei  $E_0 = 56.5 \text{ MeV}$ . Dabei sind sowohl Strahlungsverluste als auch Verluste durch Kleinwinkelstreuung berücksichtigt.

Nach Gleichung (9.1) ergibt sich aus der Impulsablage  $\Delta p/p_{cent}$  die Anregungsenergie im Atomkern  $E_x$ , wobei der Impuls der Elektronen auf der Sollbahn durch das Spektrometer  $p_{cent}$  durch das Magnetfeld im Dipolmagneten des Spektrometers definiert ist. Das Feld wurde mit einer Hallsonde während des Experimentes mit einer relativen Genauigkeit von  $1 \cdot 10^{-4}$  bestimmt. Die Strahlenergie  $E_0$  kann aus den Einstellungen des Beschleunigers nur mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.5 \text{ MeV}$  bestimmt werden. Deswegen wurde umgekehrt die Strahlenergie aus der Lage der elastischen Linie oder prominenter Kernanregungen mit bekannter Anregungsenergie bestimmt.

Schwankungen der Strahlenergie während einer Messung führen zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Diese betrugen bis zu  $50 \text{ keV}$  während einer Einstellung. Musste eine Messung wegen Beschleunigerreparaturen unterbrochen werden, ergaben sich zusätzliche Änderungen der Strahlenergien von bis zu  $300 \text{ keV}$ . Zur Kompensation dieser Schwankungen wurden die Daten in zahlreiche, zeitlich aufeinanderfolgende Datensätze zerlegt. Jeder dieser Datensätze enthielt etwa die gleiche Statistik. In ihnen wurde jeweils eine Ladungsmenge  $Q \cong 3 \mu\text{Ah}$  akkumuliert, sofern die Messung nicht vorher unterbrochen werden musste. Mit einer Kreuzkorrelationsanalyse [80] wurden aus der Verschiebung der Teilspektren gegeneinander die Änderung der Strahlenergie bestimmt. In einem zweiten Schritt wurden die Daten dann mit den korrekten Strahlenergien ein zweites Mal analysiert und die Teilspektren aufakkumuliert.

Der vertikale Streuwinkel ist im  $180^\circ$ -Betrieb durch die Blendenwirkung der Polschuhe des Separationsmagneten begrenzt. Die Akzeptanz hängt daher nicht von der Energie der gestreuten Elektronen ab. In Abbildung 9.1 ist in der rechten Bildhälfte die Zählrate als Funktion des vertikalen Streuwinkels dargestellt. Hier-

bei wurde ein Schnitt auf Anregungsenergien von weniger als 0.1 MeV gesetzt. Der Wirkungsquerschnitt wird hier von der elastischen Streuung an  $^{58}\text{Ni}$  dominiert, der Wirkungsquerschnitt ist minimal für einen Winkel von  $180^\circ$ . Für vertikale Winkel kleiner als  $178.5^\circ$  und größer als  $182.6^\circ$  fällt die Zählrate wieder ab. Dieser Abfall zeigt die Grenzen der Akzeptanz durch die oben beschriebene Blendenwirkung des Separationsmagneten. Für die Erzeugung der Spektren wurden nur Ereignisse mit rekonstruierten vertikalen Streuwinkeln innerhalb dieser Grenzen akzeptiert. Die Asymmetrie rührt daher, dass der Strahl nicht exakt in Sollhöhe und nicht exakt horizontal durch die Streukammer geführt wurde.

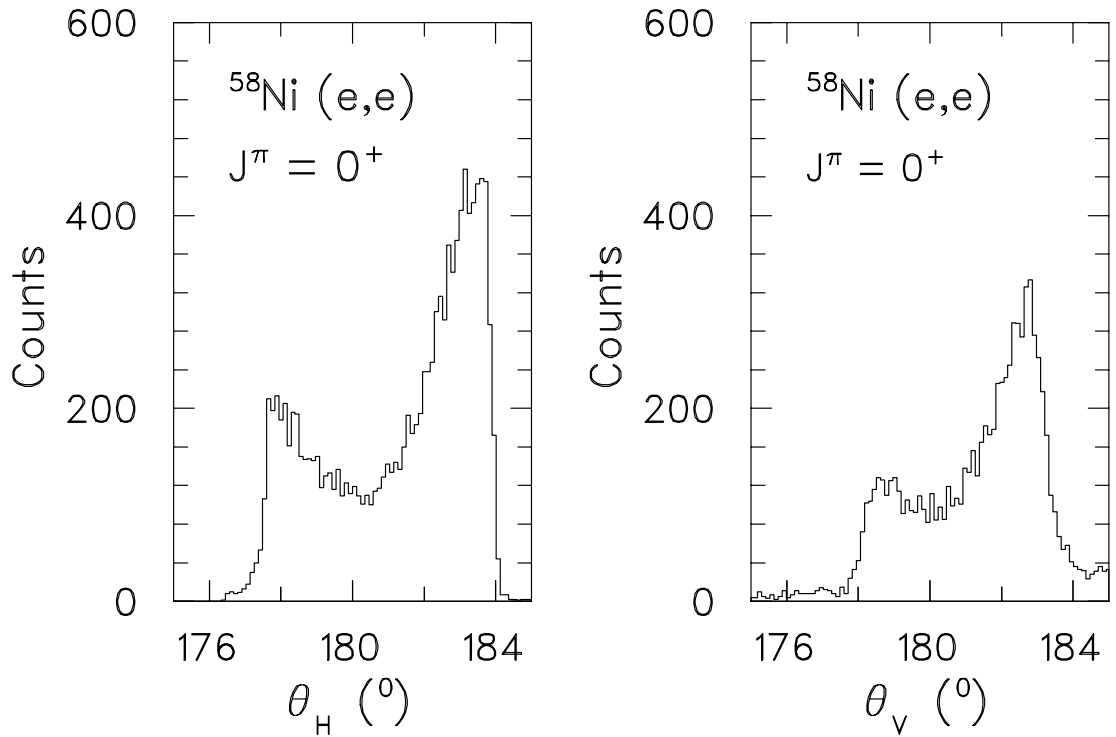


Abb. 9.1: Verteilung der rekonstruierten horizontalen (links) und vertikalen Streuwinkel (rechts) für Ereignisse mit einer Anregungsenergie von weniger als 100 keV in  $^{58}\text{Ni}$ .

Der horizontale Streuwinkel  $\theta_H$  ist durch die Fläche des Detektorsystems begrenzt, die Akzeptanz hängt, wie bereits in Kapitel 8.1 beschrieben wurde, von  $\Delta p/p_{cent}$  ab. Da in dem untersuchten Anregungsenergiebereich auch elektrische Übergänge bekannt sind, deren Wirkungsquerschnitt sich sehr empfindlich mit dem Streuwinkel ändert, wurde ein von  $\Delta p/p_{cent}$  unabhängiger Schnitt auf  $\theta_H$

gesetzt. Damit wurde eine über das Spektrum konstante Raumwinkelakzeptanz und damit ein fester effektiver Streuwinkel erzwungen. Um gleichzeitig eine große relative Impulsakzeptanz  $\Delta p/p_{cent}$  von  $\pm 9.5\%$  zu erzielen, musste  $\theta_H$  auf den Bereich zwischen  $178^\circ$  und  $182^\circ$  eingegrenzt werden. Damit ergibt sich ein Raumwinkel von  $4.9$  msr. Da Spektren mit unterschiedlichen Strahlenergien kombiniert werden mussten, sank die Impulsakzeptanz leicht, da gewährleistet sein musste, dass das untersuchte Anregungsenergieintervall in allen Teilspektren innerhalb der Impulsakzeptanz lag.

Bei bekanntem Streuwinkel und bekannter relativer Impulsablage kann die Flugzeit des Elektrons vom Target durch das Spektrometer in das Detektorsystem berechnet werden. Mit diesem Wert wurde die gemessene Flugzeit der Elektronen korrigiert und so die Zeitauflösung dieser Messung auf  $2$  ns verbessert. Auf diese korrigierten Flugzeiten wurde wiederum ein Schnitt gesetzt. Da alle Untergrundquellen in diesem Spektrum deutlich von den Ereignissen aus dem Target getrennt waren, wurde die Grenzen auf  $3\sigma$  um das Maximum dieser Verteilung gelegt.

Die Normierung der Wirkungsquerschnitte wurde über eine Relativmessung an  $^{12}\text{C}$  durchgeführt. Zur Normierung diente die vielfach vermessene Anregung der  $J^\pi = 1^+$  Zustandes bei einer Anregungsenergie  $E_x = 15.109$  MeV in  $^{12}\text{C}$  [81–83].

## 9.2 Diskussion der Spektren

In den Abbildungen 9.2 und 9.3 sind die Anregungsenergiespektren an  $^{58}\text{Ni}$  für Einschussenergien  $E_0$  von  $56.5$  MeV und  $65.4$  MeV dargestellt, wie sie nach dem in Kapitel 9.1 beschriebenen Verfahren erzeugt wurden.



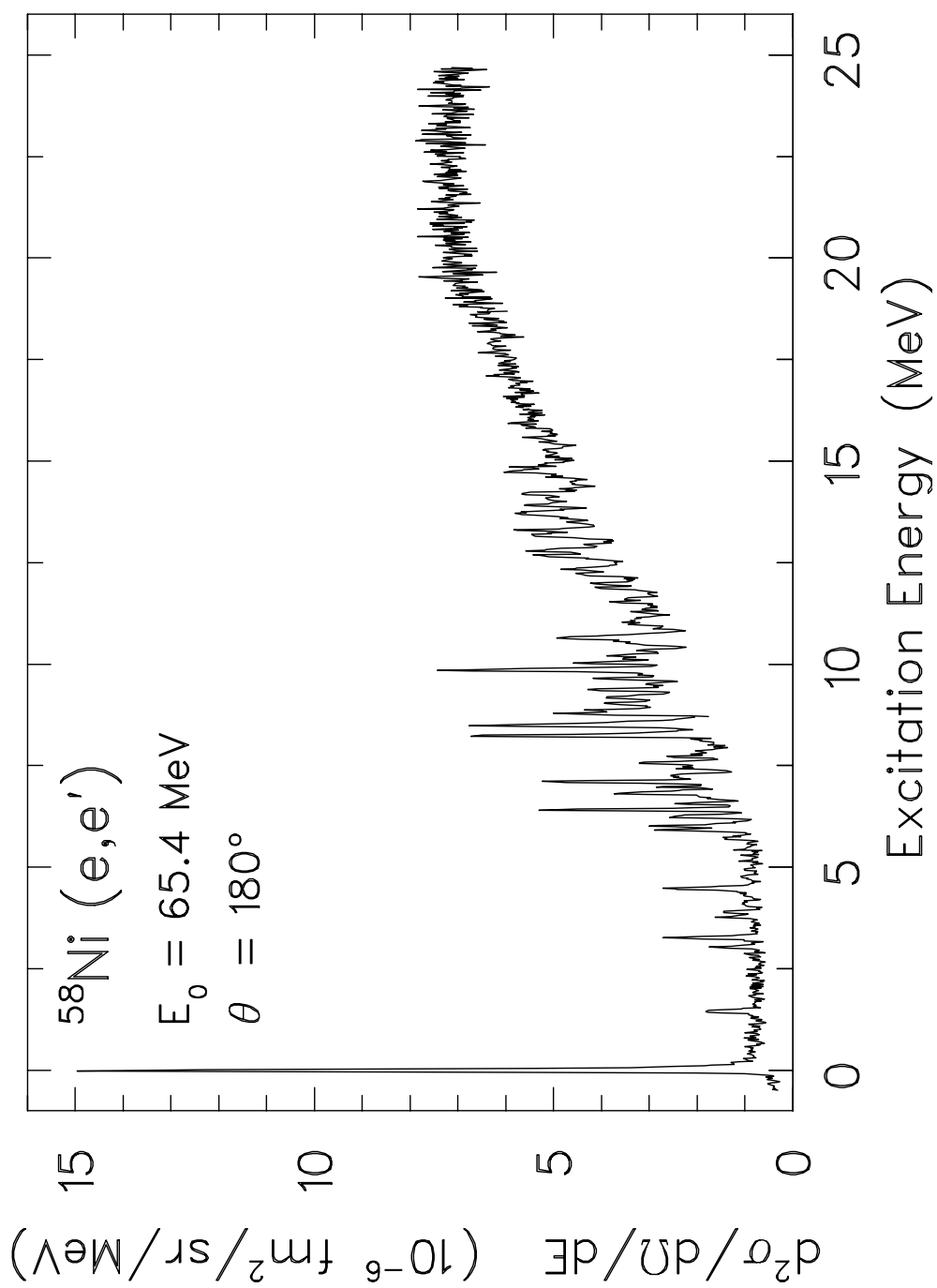


Abb. 9.2: Elektronenstreuenspektren der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(e, e')$  aufgenommen bei  $E_0 = 65.4 \text{ MeV}$ .

Das  $^{58}\text{Ni}$  Spektrum bei  $E_0 = 65.4$  MeV setzt sich aus drei Teilspektren zusammen (vgl. Kapitel 8.2). Im Überlappbereich von  $E_x = 7.4$  bis  $9.5$  MeV ist der Mittelwert der beiden Einzelmessungen dargestellt. Der nahtlose Übergang zwischen diesen Teilmessungen demonstriert die Stabilität der Messanordnung und die Qualität der Rekonstruktion. Der apparative Untergrund liefert zwar nur einen kleinen Beitrag, ist aber nicht konstant über den Akzeptanzbereich des Spektrometers und hängt stark von dem Spektrometerstellwinkel ab. Deswegen ist der Untergrundverlauf im Überlappbereich nicht notwendigerweise stetig. Dies wird im Übergangsbereich zwischen der zweiten und der dritten Einstellung spürbar. Hier wurde ein Sprung im Untergrundverlauf bemerkt, der in Abbildung 9.2 im Bereich oberhalb von  $E_x = 20.4$  MeV korrigiert werden musste, indem ein konstanter Untergrund abgezogen wurde.

Das  $^{58}\text{Ni}$  Spektrum mit  $E_0 = 56.5$  MeV setzt sich aus insgesamt vier Teilspektren zusammen. Die beiden ersten Teilspektren umfassen den Anregungsenergiebereich von  $E_x = 0$  bis  $9.5$  MeV und von  $7.4$  bis  $16.2$  MeV. Auch hier gehen diese beiden Spektren nahtlos ineinander über, im Überlappbereich ist wieder der Mittelwert beider Teilmessungen dargestellt. Die zwei letzten Teilmessungen zur Untersuchung des Anregungsenergiebereiches von  $15.0$  bis  $22.2$  MeV und von  $20.4$  bis  $26.3$  MeV wurden an dem mit  $17 \text{ mg/cm}^2$  Flächenbelegung deutlichen dickeren  $^{58}\text{Ni}$  Target aufgenommen. Daher ist die Energieauflösung in diesem Bereich deutlich schlechter. Außerdem war der apparative Untergrund in diesen Teilexperimenten deutlich höher. Durch die größere Aufstreuung im Target stieg insbesondere die Anzahl der an der Wand der Streukammer zurückgestreuten Elektronen. Diese Untergrundquelle kann durch die in Kapitel 8.2 erwähnte Flugzeitmessung nicht separiert werden. Deswegen wurde in Abbildung 9.3 in den verschiedenen Teilspektren ein jeweils konstanter Untergrund abgezogen, um diesen Effekt in erster Näherung zu kompensieren. Trotzdem sind an den Schnittstellen der einzelnen Teilspektren bei  $E_x = 20.4$  MeV und  $22.2$  MeV Sprünge zu erkennen.

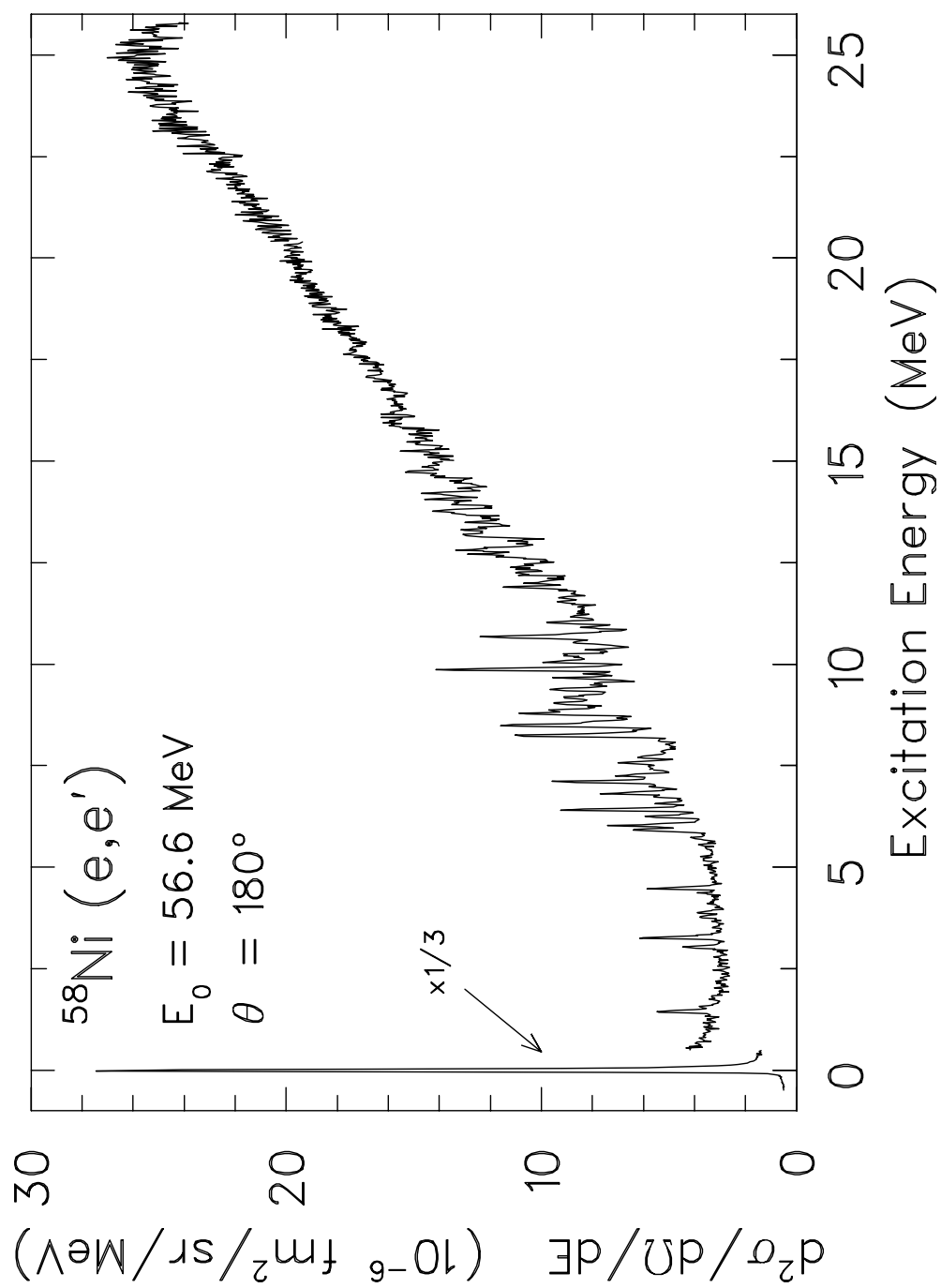


Abb. 9.3: Elektronenstreuungsspektren der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(e, e')$  aufgenommen bei  $E_0 = 56.5 \text{ MeV}$ . Für Anregungsenergien  $E_x$  unterhalb  $0.5 \text{ MeV}$  wurde das Spektrum mit einem Faktor  $0.3$  skaliert.

Beide Elektronenstreuenspektren zeigen eine große Anzahl an Übergängen. Obwohl die Messung unter  $180^\circ$  durchgeführt wurde, ist in beiden Spektren die Linie der elastischen Streuung deutlich zu sehen. Im Bereich  $E_x < 5$  MeV sind sieben elektrische Quadrupolübergänge sowie ein magnetischer Oktupolübergang bei  $E_x = 3.774$  MeV und ein elektrischer Oktupolübergang bei  $E_x = 4.475$  MeV zu erkennen. Im Spektrum mit  $E_0 = 65.4$  MeV konnte außerdem der Zustand mit  $J^\pi = 4^+$  bei  $E_x = 4.752$  MeV identifiziert werden. Die Multipolzuordnung all dieser Übergänge wurde aus [84] entnommen. Alle diese Übergänge liegen über einem kleinen, strukturlosen Untergrund, der von dem Strahlenschwanz der elastischen Linie dominiert wird. Die niedrigliegenden M1-Übergänge bei  $E_x = 2.901$  MeV und  $3.594$  MeV [85] konnten nicht identifiziert werden. Oberhalb einer Anregungsenergie von  $E_x = 5.5$  MeV ist eine Vielzahl an Linien zu erkennen. Die Anzahl der Anregungen ist hier schon so groß, dass sich einzelne Linien überschneiden und nicht mehr alle Einzelheiten im Spektrum getrennt werden können. In [12] wurde gezeigt, dass die magnetische Dipolstärke sich in dem Bereich zwischen  $E_x = 6$  und  $16.0$  MeV konzentriert, dort aber stark fragmentiert ist. Im gleichen Energiebereich wurden auch zahlreiche magnetische Quadrupolübergänge identifiziert. Im Bereich zwischen  $E_x = 6$  und  $7.5$  MeV wurden in [12] außerdem auch zahlreiche elektrische Quadrupolübergänge gesehen. Bei den in der vorliegenden Arbeit gewählten Impulsüberträgen muss auch die Anregung von  $J^\pi = 3^{+-}$ -Zuständen berücksichtigt werden. Dies gilt insbesondere für die Teilmessungen bei einer Strahlenergie von  $E_0 = 65.4$  MeV. Oberhalb einer Anregungsenergie von  $17$  MeV sind keine groben Strukturen mehr zu erkennen, außer den bereits erwähnten Sprungstellen, die durch das Aneinanderreihen der verschiedenen Teilspektren entstehen.

In beiden Spektren steigt der Untergrund bei Anregungsenergien oberhalb  $E_x = 6$  MeV wieder stark an. Der Untergrund setzt sich hier aus den Strahlenschwänzen sowohl der elastischen als auch aller inelastischen Linien zusammen. Er kann aber auch Beiträge von nicht aufgelösten Übergängen enthalten.

### 9.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einzelner Anregungen oder in einem Energieintervall muss zunächst der Untergrund vom Spektrum subtrahiert werden. Durch Integration des Spektrums über ein Energieintervall oder eine Anregung erhält man die Fläche  $A_{in}^{exp}$ . Im Anregungsenergiebereich unterhalb 6 MeV ist das Spektrum fast untergrundfrei. Bei höheren Anregungsenergien steigt der Untergrund dann stark an. Dieser Anstieg setzt sich im folgenden Teilspektrum stetig fort. Aus dieser Tatsache kann geschlossen werden, dass apparativer Untergrund nur zu einem kleinen Bruchteil zum Gesamtuntergrund beiträgt. Dies bestätigt sich auch aus den Messungen mit einem leeren Targetrahmen.

Der Untergrund setzt sich hauptsächlich aus den Strahlenschwänzen aller Anregungen zusammen. Wie zum Beispiel in [62] gezeigt wurde, ist es nicht möglich, den Verlauf des Strahlenschwanzes für eine einzelne Anregung als Funktion des Energieverlustes der gestreuten Elektronen quantitativ befriedigend zu beschreiben. Daher wurde der Untergrund bis zu einer Anregungsenergie von  $E_x = 15.5$  MeV phänomenologisch beschrieben und innerhalb eines Teilspektrums durch ein Polynom approximiert. Damit erhält man eine obere Abschätzung für den Untergrundverlauf, da er noch Anteile von nicht aufgelösten Zuständen enthält.

Für die Analyse diskreter Zustände wurde die Linienfläche  $A_{in}^{exp}$  durch Anpassen einer Modellfunktion für die Linienform an das gemessenen Spektrum bestimmt. Die Modellfunktion setzt sich aus einer asymmetrischen Gaußverteilung im Bereich des Maximums und einer hyperbolischen Funktion zur Beschreibung des Strahlenschwanzes zusammen. Diese Modellfunktion wurde wie folgt parametrisiert:

$$y = y_0 \cdot \begin{cases} \exp \left[ -C (x - x_0)^2 / \sigma_1^2 \right] & x < x_0 \\ \exp \left[ -C (x - x_0)^2 / \sigma_2^2 \right] & x_0 < x \leq x_0 + \eta \sigma_2 \\ A / (B + x - x_0)^\gamma & x > x_0 + \eta \sigma_2 \end{cases} \quad (9.2)$$

Dabei ist  $x_0$  die Energie an der Stelle des Maximums,  $y_0$  der Wirkungsquerschnitt an der Stelle  $x_0$ ,  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  die Halbwertsbreite der Gaußfunktionen,  $\eta$  der Ansatzpunkt für den Strahlenschwanz in Einheiten von  $\sigma_2$  und  $\gamma$  der Exponent der

Hyperbel. Die Größen  $A$ ,  $B$  und  $C$  ergeben sich aus der Bedingung des stetig differenzierbaren Überganges an den Verbindungspunkten und der Definition von  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ .

Die Anpassung der Modellfunktionen für die einzelnen Linien innerhalb eines Teilspektrums erfolgte simultan mit der des Untergrundpolynoms und wurde mit dem Programm FIT [86, 87] durchgeführt. Dabei wurde angenommen, dass die Linienform für alle Anregungen in einem Teilspektrum gleich blieb, so dass die Parameter  $\sigma_{1,2}$ ,  $\eta$  und  $\gamma$  korreliert werden konnten. Diese Annahme beruht darauf, dass in diesem Anregungsenergiebereich die Breite und Form der Linien von der experimentellen Energieauflösung ( $\Delta E_{FWHM} = 75 - 120$  keV) und nicht von der Breite der Zustände selbst ( $\Gamma < 10$  keV, siehe Kapitel A.1) dominiert wird. Es wurde nicht berücksichtigt, dass die Strahlungskorrekturen und damit die Linienform auch leicht von der Energie  $E_f$  des gestreuten Elektrons abhängen. Die Parameter  $\eta$  und  $\gamma$  wurden jeweils in den Teilspektren ermittelt, die die elastische Linie enthalten. Dieser Wert wurde dann in den Teilspektren mit gleicher Elektronenstrahlenergie  $E_0$ , aber höheren Anregungsenergien übernommen, da sich zwischen diesen Einstellungen nur die Energieauflösung des Elektronenstrahls geändert haben kann.

Im Überlappbereich der Teilspektren mussten an den gleichen Stellen  $x_0$  Linien mit dem gleichen Wirkungsquerschnitt auftreten, ansonsten wurden solche Strukturen als statistische Fluktuationen im Untergrund aufgefasst. Innerhalb der angegebenen Impulsakzeptanz stimmten die so ermittelten Flächen im Überlappbereich besser als 20% überein.

Die Fläche  $A_{in}^{exp}$  berechnet sich aus dem Integral über die Modellfunktion. Diese Modellfunktion eignet sich aber nur zur Beschreibung der Linienform bei kleinen Strahlungsverlusten. Deswegen wurde nur bis zu einer Abschneidegrenze  $E_{cutoff} = x_0 + \Delta$  integriert. Elektronen die einen größeren zusätzlichen Energieverlust erlitten haben, gehen nicht in die Bestimmung der Linienfläche ein. Um diesen fehlenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt zu korrigieren, müssen die Flächen  $A_{in}^{exp}$  noch mit Korrekturfaktoren für Strahlungseffekte korrigiert werden

$$A_{in} = A_{in}^{exp} \exp(\delta_S + \delta_B) \left( \frac{1}{1 - \delta_I} \right). \quad (9.3)$$

Die Größe  $\delta_S$  berücksichtigt dabei die Schwinger-Korrektur,  $\delta_B$  Bremsstrahlkorrekturen und  $\delta_I$  Ionisationskorrekturen. Ausführliche Beschreibungen für diese

Korrekturen finden sich zum Beispiel in [88–90]. Der gesamte Korrekturfaktor betrug in diesem Experiment ca. 30%, wobei die Schwinger–Korrektur den größten Beitrag lieferte.

Mit dem gleichen Verfahren wurden auch die an  $^{12}\text{C}$  aufgenommen Spektren analysiert. Dieses Spektrum wird bei einer Anregungsenergie  $E_x = 15.109$  MeV von einem isolierten, prominenten M1–Übergang dominiert, dessen Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{15.11}$  sehr präzise vermessen ist [81–83]. Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Zustandes in  $^{58}\text{Ni}$  ergibt sich damit zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{in} = \frac{A_{in}}{A_{15.11}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{15.11}. \quad (9.4)$$

Hierbei ist  $A_{in}$  die Fläche unter einer inelastischen Anregung, die bereits auf Strahlungsverluste korrigiert und auf Targetdicke, Targetmaterial, Raumwinkel und auf die im Faraday–Cup gesammelte Ladung normiert wurde,  $A_{15.11}$  die entsprechend korrigierte Fläche unter der Linie des bekannten M1–Überganges in  $^{12}\text{C}$  bei  $E_x = 15.109$  MeV.

In Abbildung 9.4 ist das Ergebnis einer solchen Anpassung im Anregungsenergiebereich  $E_x = 8 - 12$  MeV zusammen mit den angepassten Modellfunktionen dargestellt. Zum Gesamtfehler des Wirkungsquerschnittes tragen sowohl systematische als auch statistische Fehler bei.

Folgende systematischen Fehlerquellen sind zu berücksichtigen:

- ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors (1%)
- Fehler bei der Bestimmung der aufakkumulierten Ladung (5%)
- Inhomogenitäten der Massenbelegung sowohl des  $^{12}\text{C}$  als auch des  $^{58}\text{Ni}$  Targets (7%)
- Fehler bei der Korrektur der Totzeitverluste (5%)
- Fehler bei der Bestimmung des Raumwinkels (10%)

Eine weitere systematische Fehlerquelle liegt in der Unsicherheit des Literaturwertes für  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{15.11}$ . Der quadratisch gemittelte systematische Fehler beträgt 15%.

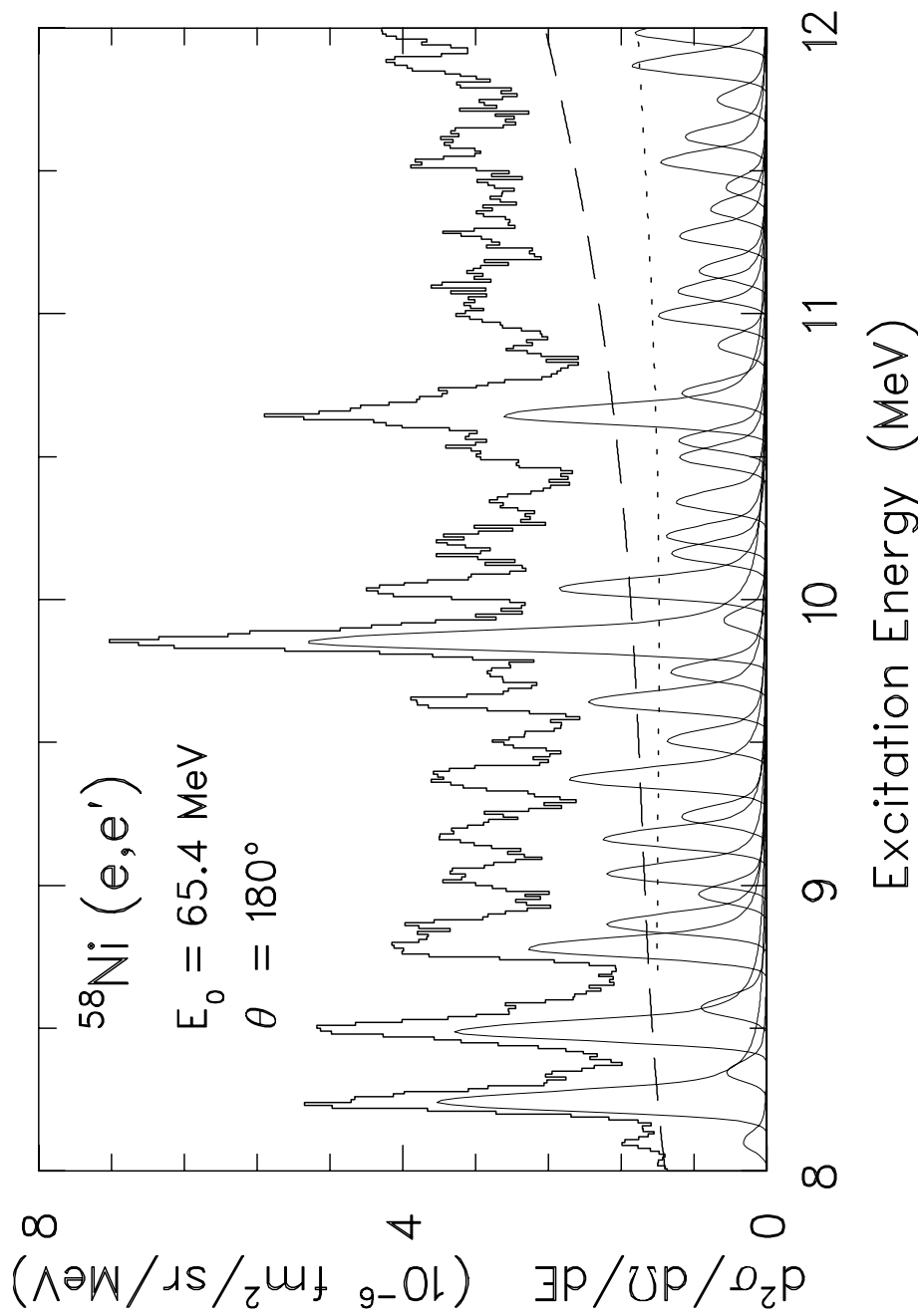


Abb. 9.4: Elektronenstreuungsspektrum der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(e, e')$  aufgenommen bei  $E_0 = 65.4 \text{ MeV}$  im Anregungsenergiebereich  $E_x = 8 - 12 \text{ MeV}$ . Die angepassten Modellfunktionen für die einzelnen Linien sind durchgezogen eingezeichnet, der simultan angepasste Untergrund gestrichelt. Der aus einer Fluktuationsanalyse ermittelte Untergrundverlauf ist gepunktet dargestellt.



Zu diesen Unsicherheiten addieren sich noch statistische Fehler aus der Anpassung der Modellfunktionen an das gemessene Spektrum. Der Flächenfehler ergibt sich dabei aus den Einzelfehlern der Parameterschätzung. Da der Untergrundverlauf simultan angepasst wird, beinhaltet der Flächenfehler auch die Unsicherheit aus der Parameterschätzung für den Untergrundverlauf. Nicht enthalten in diesen Abschätzungen ist der methodische Fehler, der daraus resultiert, dass nicht alle Linien aufgelöst werden können. Der nach obigem Verfahren ermittelte Untergrundverlauf stellt daher eine obere Abschätzung dar.

Alternativ dazu wurde der Untergrund auch mit der in [62] für den Fall der Elektronenstreuung unter  $180^\circ$  ausführlich dargestellten Methode der Fluktuationsanalyse untersucht. Dieses Verfahren ist anwendbar, wenn der mittlere Niveauabstand  $\langle D \rangle$  kleiner als die experimentelle Auflösung  $\Delta E$ , aber größer als die mittlere Zerfallsbreite  $\langle \Gamma \rangle$  ist. In diesem Fall können die experimentell durch eine Autokorrelationsanalyse der Spektren bestimmbaren Fluktuationen mit der Niveaudichte in den Kernen in Verbindung gebracht werden. Dazu wird zunächst ein Untergrundverlauf angenommen und dieser von den Elektronenstreuenspektren subtrahiert. Dieses Spektrum enthält neben den Fluktuationen aus den Kernanregungen auch noch solche aus der Zählratenstatistik. Um letztere zu minimieren, wurde dieses Spektrum mit einer Gaußfunktion vorgeglättet, deren Halbwertsbreite zu 40 keV gewählt wurde. Die Halbwertsbreite musste kleiner als die experimentelle Auflösung gewählt werden, um Informationsverluste zu vermeiden. Dieses Spektrum wird im folgenden mit  $g(E)$  bezeichnet.

Analog wurde ein zweites Spektrum  $g_{>}(E)$  durch Faltung des untergrunds-subtrahierten Spektrums mit einer zweiten Gaußfunktion erzeugt, deren Halbwertsbreite deutlich größer als die experimentelle Auflösung ist. In dieser Arbeit wurde eine Breite von 400 keV gewählt. Wie in Kapitel 10.4 diskutiert wird, treten in den Spektren auch Fluktuationen über Energieskalen von ungefähr 400 keV und 800 keV auf. Das Spektrum  $g_{>}(E)$  stellt den lokalen Mittelwert des Elektronenstreuenspektrums dar, das diese langreichweitigen Fluktuationen nicht mehr enthält. Das dimensionlose stationäre Spektrum  $d(E)$  ist definiert als

$$d(E) = \frac{g(E)}{g_{>}(E)} . \quad (9.5)$$

Diese Größe ist sensitiv auf die im Spektrum enthaltene Feinstruktur, während die globale Abhängigkeiten von der Anregungsenergie eliminiert sind. Von dieser

Größe wird nun die Autokorrelationsfunktion

$$C(\epsilon) = \frac{\langle d(E) \cdot d(E + \epsilon) \rangle}{\langle d(E) \rangle \cdot \langle d(E + \epsilon) \rangle} \quad (9.6)$$

berechnet.

Nach [91] kann die Autokorrelationsfunktion in der analytischen Form

$$C(\epsilon) - 1 = \frac{\alpha \cdot \langle D \rangle}{2\sigma\sqrt{\pi}} \times \left\{ \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{1}{y} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2 y^2}\right) - \sqrt{\frac{8}{1+y^2}} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{4\sigma^2(1+y^2)}\right) \right\} \quad (9.7)$$

mit  $y = \sigma_{>}/\sigma$  dargestellt werden. Die Ausdrücke  $\sigma$  und  $\sigma_{>}$  bezeichnen die Auflösungen in den Spektren  $g(E)$  und  $g_{>}(E)$ ; in ihnen ist sowohl die Halbwertsbreite der Gaußfunktion als auch die experimentelle Auflösung  $\Delta E$  enthalten. Die Variable  $\alpha$  ist die Summe der normierten Varianzen der Abstands- und Intensitätsverteilungen. Folgen die Niveauabstände einer Wigner-Verteilung und die Intensitäten einer Porter-Thomas-Verteilung, so gilt

$$\alpha = \alpha_{PT} + \alpha_W = 2.0 + 0.273. \quad (9.8)$$

Diese Voraussetzung ist gegeben, wenn nur Zustände mit gleichem Spin und gleicher Parität zum Wirkungsquerschnitt beitragen, andernfalls muss die Beziehung modifiziert werden.

Tragen  $n$  verschiedene Klassen von Zuständen bei, so ergibt sich die Varianz der Intensitätsverteilung nach [92] zu

$$\alpha_I = 3 \cdot \frac{\sum_{i=1}^n (N_i \langle I \rangle_i)^2 / N_i \cdot \sum_{i=1}^n N_i}{\left( \sum_{i=1}^n N_i \langle I \rangle_i \right)^2} - 1. \quad (9.9)$$

Hierbei ist  $N_i$  die Anzahl der Zustände innerhalb einer Zustandsklasse,  $\langle I \rangle_i$  der mittlere Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Zustandes aus dieser Zustandsklasse. Die Varianz der Abstandsverteilung  $\alpha_D$  kann nur numerisch bestimmt werden, für zwei Zustandsklassen liegt sie zwischen 0.273 und 0.520 [93], für drei oder mehr geht die Wigner-Verteilung in eine Poisson-Verteilung mit

$\alpha_D = 1$  über. Der mittlere Niveauabstand  $\langle D \rangle$  und damit die Anzahl  $N_i$  der Zustände wurde wie in Anhang A.1 beschrieben abgeschätzt.

Der Untergrund muss nun solange variiert werden, bis die experimentell bestimmte Autokorrelationsfunktion mit der analytisch berechneten bei  $\epsilon = 0$  übereinstimmt. Zur Bestimmung von  $\alpha_I$  muss der Beitrag der einzelnen Multipolaritäten am Gesamtwirkungsquerschnitt bekannt sein. Diese Größen können durch eine Multipolentfaltung der untergrundsubtrahierten Spektren bestimmt werden. Da der Untergrundverlauf aber erst durch dieses Verfahren bestimmt werden kann, muss auch hier iterativ vorgegangen werden. Die Spektren werden mit einem angenommenen Untergrundverlauf entfaltet und so die Wirkungsquerschnitte für die Übergänge verschiedenen Multipolarität bestimmt. Daraus wird  $\alpha_I$  nach Gleichung (9.9) neu berechnet. Mit dem neuen Wert von  $\alpha_I$  wird der Untergrund erneut bestimmt. Dies wird solange wiederholt, bis sich sowohl die Multipolentfaltung der Wirkungsquerschnitte als auch der Untergrundverlauf nicht mehr ändern.

Für die in dieser Arbeit diskutierten Kinematiken dominieren M2-Übergänge den Wirkungsquerschnitt, aber auch M1-Übergänge und M3-Übergänge tragen bei. Da aber mit zwei Spektren eine Entfaltung in nach Multipolen nicht möglich ist, wurde zunächst angenommen, dass nur Übergänge zu  $J_\pi = 2^-$  Zuständen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 10 - 13$  MeV wurde damit der Untergrundverlauf ermittelt und stetig an den empirisch ermittelten Untergrund bei niedrigeren Anregungsenergien angeschlossen (Abbildung 9.4). Schon bei Anregungsenergien  $E_x > 13$  MeV versagt das Verfahren, der vorhergesagte Untergrund sinkt wieder ab und wird sogar negativ.

Dafür sind zwei mögliche Ursachen zu nennen. Zum einen ist die Voraussetzung  $\langle D \rangle > \Gamma$  bei Anregungsenergien größer 15 MeV wahrscheinlich nicht mehr erfüllt (siehe Kapitel A.1). Aber auch die Vernachlässigung von Beiträgen weiterer Multipolaritäten oder die Unterschätzung der Zustandsdichten führt zu einer Unterschätzung des Untergrundes. Die Berücksichtigung von Übergängen zu entweder  $J^\pi = 1^+$  oder  $J^\pi = 3^+$  Zuständen zusätzlich zu denen mit  $J^\pi = 2^-$  führt in der Multipolentfaltung zu unphysikalischen Ergebnissen, der Wirkungsquerschnitt für die Übergänge einer Multipolarität erhält dann einen negativen Wert. Neben der Anregung von  $J^\pi = 2^-$  Zuständen müssen also sowohl Übergänge

zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen, deren Wirkungsquerschnitt zu höheren Impulsüberträgen  $q_{eff}$  schneller ansteigt als bei den M2-Übergängen als auch solche, die für  $q_{eff} > 0.6 \text{ fm}^{-1}$  abfallen. Eine gleichzeitige Berücksichtigung von drei oder mehr Multipolaritäten ist aber bei nur zwei vorhandenen Datenpunkten nicht mehr möglich. Eine solche Untersuchung kann erst erfolgen, wenn auch die weiteren geplanten Teilerperimente durchgeführt worden sind.

# 10 Ergebnisse und Diskussion des $^{58}\text{Ni}$ -Experiments

## 10.1 Vergleich mit SRPA Rechnungen

Eine modellunabhängige Formfaktoranalyse der an  $^{58}\text{Ni}$  gemessenen Wirkungsquerschnitte ist nicht möglich, da, wie schon in Kapitel 7.1 gezeigt wurde, eine PWBA Analyse wegen  $Z\alpha \approx 0.2$  nicht mehr gerechtfertigt ist. Stattdessen müssen im Rahmen von DWBA-Rechnungen erzeugte Formfaktoren zur Analyse herangezogen werden. Die als Ausgangspunkt für solche Rechnungen notwendigen Übergangsladungsdichten wurden aus SRPA-Rechnungen bestimmt, die im folgenden beschrieben werden.

Als Restwechselwirkung wurde die M3Y-Wechselwirkung [94] verwendet, die eine „finite range“ Parametrisierung der Bruecknerschen G-Matrix darstellt und aus Tensor- und Zentralanteilen besteht.

Die Einteilchenwellenfunktionen und deren Energieeigenwerte, die die Basis für die weitere SRPA-Rechnungen darstellen, wurden durch Lösen der Schrödingergleichung für ein Potential der Form

$$\hat{U}(r) = \frac{U_0}{1 + e^{(r-r_0)/a_0}} - U_{LS} \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{1 + e^{(r-r_{LS})/a_{LS}}} \vec{l} \cdot \vec{\sigma} \right) + U_C(r) \quad (10.1)$$

bestimmt. Der erste Summand hat die Form eines Woods-Saxon Potentials und beschreibt das Zentralpotential mit der Potentialtiefe  $U_0$ , dem Radius  $r_0$  und dem Parameter der Randunschärfe  $a_0$ , der zweite enthält den Spinbahnanteil des Potentials. Er ist proportional zu der Ableitung eines Zentralpotentials vom Woods-Saxon Typ mit der Potentialtiefe  $U_{LS}$ , dem Radius  $r_{LS}$ , dem Parameter  $a_{LS}$  und dem Skalarprodukt aus Spin- und Drehimpulsoperator ist. Die Größe  $U_C(r)$  ist das Coulomb-Potential einer homogenen, kugelförmigen Ladungsverteilung mit dem Radius  $r_C$ . Die reduzierte Masse des Systems wird durch die Größe  $\mu$  beschrieben. Für die Einteilchenenergien nahe der Fermikante, die experimentell bekannt sind [95], wurden die so berechneten Energieeigenwerte durch die experimentellen Werte ersetzt.

|                  |       | $U_0$  | $r_0$ | $a_0$ | $U_{LS}$ | $r_{LS}$ | $a_{LS}$ | $r_c$ |
|------------------|-------|--------|-------|-------|----------|----------|----------|-------|
|                  |       | (MeV)  | (fm)  | (fm)  | (MeV)    | (fm)     | (fm)     | (fm)  |
| $^{58}\text{Ni}$ | $\pi$ | -53.70 | 4.83  | 0.63  | -8.27    | 4.83     | 0.63     | 4.83  |
|                  | $\nu$ | -50.52 | 4.95  | 0.62  | -9.54    | 4.95     | 0.62     |       |

Tab. 10.1: Woods–Saxon Potentialparameter für den Kern  $^{58}\text{Ni}$  für die in diesem Kapitel vorgestellten SRPA–Rechnungen.

Ausgangspunkt für die Parameter des Woods–Saxon Potentials waren die Werte aus der Massensystematik von [96]. Die Parameter  $U_0$  und  $r_0$  wurden unter folgenden Randbedingungen variiert:

- Das Volumenintegral  $U_0 \cdot (r_0)^3$  blieb konstant auf dem Wert aus [96].
- Die experimentell bekannten Einteilchenenergien sollten möglichst gut beschrieben werden.
- Der bekannte Ladungsradius von  $\langle r \rangle_p = 3.76$  fm [97] sollte reproduziert werden, der Radius der Neutronenverteilung  $\langle r \rangle_n$  sollte gleich oder maximal 0.05 fm größer als der Ladungsradius sein.

Die so bestimmten Parameter sind in Tabelle 10.1 dargestellt. Der Modellraum für die SRPA–Rechnungen umfasst alle Einteilchen–Einloch Zustände mit Energien bis zu 80 MeV und Zweiteilchen–Zweiloch Zustände mit Energien bis zu 20 MeV, allerdings wurden aus diesem Unterraum nach dem in [15] beschriebenen Verfahren kleine Matrixelemente eliminiert, um so den Modellraum nicht zu groß werden zu lassen. Der Energiemittelungsparameter  $\eta$  wurde zu 10 keV gewählt.

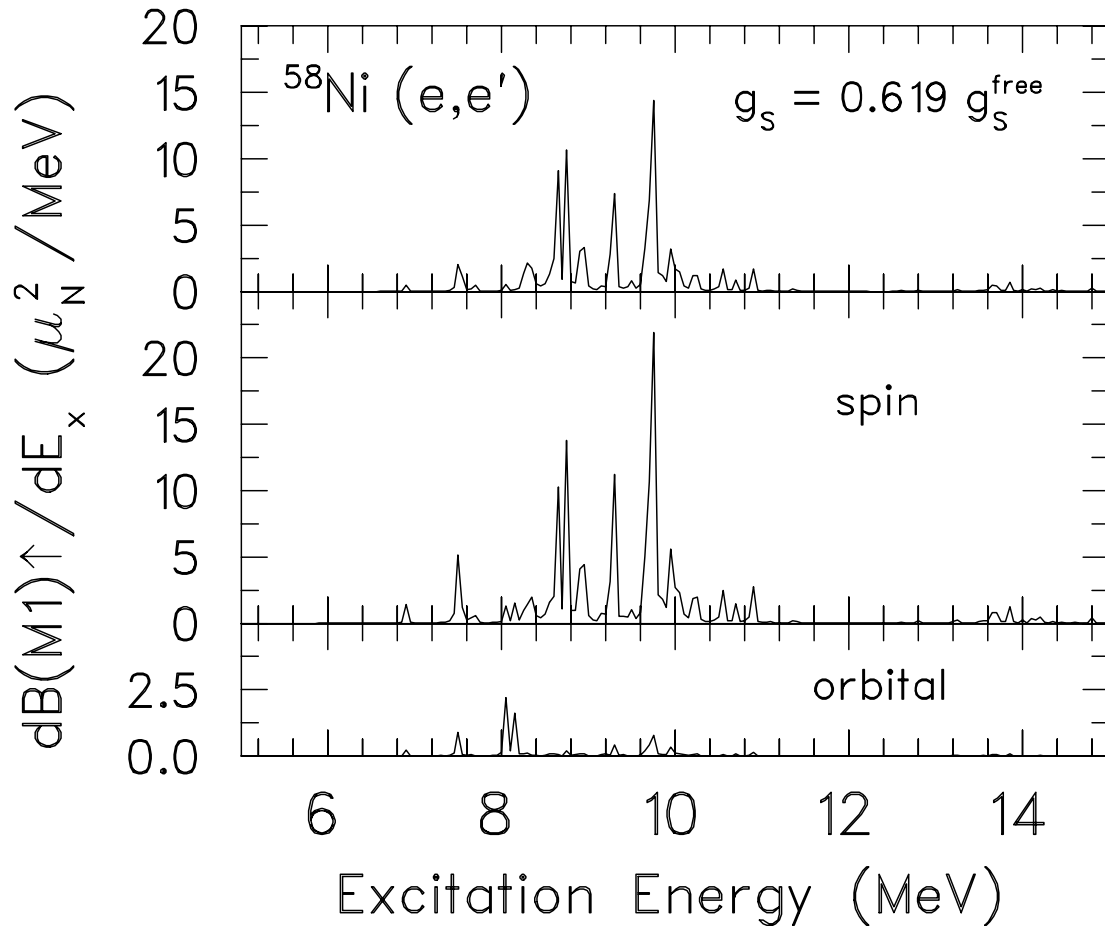
In [10] wurde gezeigt, dass dieser Typ von Rechnungen sehr gut geeignet ist, die globalen Eigenschaften der magnetische Dipol– und Quadrupolstärkeverteilung in  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{90}\text{Zr}$  vorherzusagen. Allerdings ist das verwendete Programmpaket zur Zeit nicht in der Lage, Kerne zu beschreiben, die Nukleonen in nicht abgeschlossenen Schalen besitzen. Mit  $Z = 28$  ist  $^{58}\text{Ni}$  bezüglich der Protonen magisch, hier ist die  $\pi(1f_{7/2})$  Schale mit acht Protonen vollständig gefüllt. Mit  $N = 30$  ist auf der Neutronenseite die  $\nu(1f_{7/2})$  Schale ebenfalls komplett gefüllt, die zwei übrigen Neutronen bevölkern im naiven Schalenmodell die  $\nu(2p_{3/2})$  Schale, die damit nur

halb gefüllt ist. Für solche Kerne müssten in der SRPA gebrochene Besetzungszahlen und in der Restwechselwirkung Paarungskräfte berücksichtigt werden. Da beides noch nicht möglich ist, wurde stattdessen die  $\nu(2p_{3/2})$  Schale mit vier Neutronen gefüllt, Paarungskräfte blieben unberücksichtigt. Zur Kontrolle wurden auch Rechnungen mit einer leeren  $\nu(2p_{3/2})$  Schale durchgeführt. Es zeigte sich, dass im Falle von  $J^\pi = 2^-$  Anregungen die zusätzlichen Neutronen nur eine untergeordnete Bedeutung für die globale Struktur der berechneten Stärkeverteilung besitzen. Sie bewirken hauptsächlich eine Blockierung von Übergängen aus der  $sd$  Schale in die  $\nu(2p_{3/2})$  Schale. Da aber die energetischen Abstände zwischen  $\nu(2p_{3/2})$ ,  $\nu(1f_{5/2})$  und  $\nu(2p_{1/2})$  nur sehr klein und Übergänge in die beiden letztgenannten möglich sind, beeinflusst dieser Effekt die globale Stärkeverteilung nicht wesentlich. Übergänge von der  $\nu(2p_{3/2})$  Schale in höhere Schalen, z. B.  $\nu(2d_{5/2})$ , sind wegen der großen Energiedifferenz ebenfalls unterdrückt. Sowohl die summierte Stärke als auch der Schwerpunkt der Stärkeverteilung bleiben durch die zusätzlichen Neutronen nahezu unverändert. Im Falle von  $J^\pi = 1^+$  Anregungen spielen die Neutronenfreiheitsgrade dagegen eine größere Rolle.

Die transversalen Formfaktoren für M1-Übergänge wurden im Anregungsenergiebereich  $E_x = 6 - 12$  MeV gemittelt, die für M2-Übergänge im Bereich von  $E_x = 7 - 17$  MeV. Die Vernachlässigung der Paarungseffekte und auch die zwei zusätzlichen Neutronen ändern den globalen Formfaktorverlauf als Funktion des Impulsübertrages  $q_{eff}$  nicht wesentlich. Dies liegt daran, dass diese Übergänge mikroskopisch von wenigen Einteilchen-Einloch Konfigurationen dominiert werden. Die beschriebenen Vereinfachungen ändern zwar die Mischung dieser Konfigurationen für bestimmte Zustände, durch die Mittelung über einen großen Anregungsenergiebereich heben sich diese Details aber wieder auf. Auch dies wurde wiederum mit Kontrollrechnungen an  $^{56}\text{Ni}$  überprüft.

Während die Rechnungen sehr gut geeignet sind, die globalen Formfaktorverläufe zu bestimmen, beeinflussen die Paarungskräfte und die zusätzlichen Neutronen die so ermittelten Stärkeverteilungen. In Abbildung 10.1 ist aus diesen Rechnungen resultierende Stärkeverteilung für magnetische Dipolübergänge dargestellt. Im oberen Teilbild ist das Ergebnis unter Verwendung des vollständigen M1-Operators dargestellt, der sowohl den Spin- als auch den Bahnmagnetismus berücksichtigt. Der Spinanteil wurde dabei renormiert. Der Quenching-Faktor von  $g_s^{eff} = 0.619 g_s^{free}$  wurde so bestimmt, dass der vielfach untersuchte Spin-Flip

M1-Übergang in  $^{48}\text{Ca}$  mit der gleichen Kraft möglichst gut beschrieben werden kann (siehe Kapitel 11.4 und die dort aufgeführten Referenzen).



**Abb. 10.1:** M1-Stärkeverteilung in  $^{58}\text{Ni}$  im Anregungsenergiebereich  $E_x = 5 - 15$  MeV berechnet in SRPA mit der M3Y Restwechselwirkung und einem effektiven g-Faktor  $g_s = 0.619 g_s^{\text{free}}$ . Im oberen Teilbild wurde der vollständige M1-Operator berücksichtigt, im mittleren nur der Spinanteil, im unteren nur der Bahnanteil.

Im mittleren Teilbild sind die Ergebnisse unter alleiniger Berücksichtigung des renormalisierten Spinanteils zu sehen, im unteren ist das Ergebnis unter alleiniger Berücksichtigung des Bahnanteils dargestellt. Die M1-Stärke wird von dem Spinanteil dominiert, die Beiträge des Bahnanteils sind deutlich kleiner. Durch destruktive Interferenz zwischen Bahn- und Spinanteil wird die Gesamtstärke reduziert. Die Stärke konzentriert sich in den Bereichen um  $E_x = 8.8$  und  $9.7$  MeV.



In beiden Maxima der Stärkeverteilung wird die Struktur der Übergänge von den Konfigurationen  $\pi(1f_{7/2}1f_{5/2}^{-1})$  und  $\nu(1f_{7/2}1f_{5/2}^{-1})$  dominiert, allerdings mit unterschiedlichen Vorzeichen. Diese Struktur der Stärkeverteilung stimmt sehr gut mit der in [11, 12] experimentell bestimmten überein. Allerdings ist die aus der SRPA resultierende Gesamtstärke mit  $\int_{2\text{MeV}}^{17\text{MeV}} B(M1)dE_x = 6.6 \mu_N^2$  sehr viel kleiner als der in [11, 12] ermittelte Wert von  $16.9 \mu_N^2$ . In Schalenmodellrechnungen mit eingeschränktem Modellraum und freien g-Faktoren [12] wird eine deutliche höhere Gesamtstärke von  $23.9 \mu_N^2$  vorhergesagt, auch Monte Carlo Schalenmodellrechnungen [67] liefern ähnliche Resultate.

Die Stärkeverteilung hängt sehr empfindlich von den Energieeigenwerten der Einteilchenkonfigurationen ab. Hier können Änderungen von weniger als 0.5 MeV sowohl die Gesamtstärke als auch die Lage der zwei Maxima deutlich verschieben. Nach [98] verändern die in den Rechnungen nicht berücksichtigten Paarungseffekte die Einteilchenenergien der Neutronenzustände ganz wesentlich.

Die aus den SRPA-Rechnungen resultierende magnetische Quadrupolstärkeverteilung ist weniger empfindlich auf solche Effekte. Das Ergebnis ist in Abbildung 10.2 gezeigt. Die M2-Stärke konzentriert sich um  $E_x = 11.5$  MeV und ist stark fragmentiert. Aber auch der Anregungsbereich oberhalb des Maximums trägt im gesamten berechneten Bereich zur Stärke bei. Die summierte M2-Stärke beträgt  $2702 \mu_N^2\text{fm}^2$ , die energiegewichtete Summe  $36284 \mu_N^2\text{fm}^2\text{MeV}$ . Die getrennte Untersuchung von Spin- und Bahnanteilen zeigt, dass wie auch in  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{90}\text{Zr}$  [10] im Bereich des Maximums der Stärkeverteilung beide Anteile von vergleichbarer Stärke sind und konstruktiv miteinander interferieren, während im Bereich höherer Anregungsenergien der Spinanteil dominiert.

Die stärksten M2-Übergänge werden in der SRPA bei  $E_x = 11.5$  MeV vorhergesagt. Experimentell wurden sie bei Anregungsenergien um  $E_x = 9.870$  und  $10.036$  MeV gefunden [11, 12]. Diese Anregungen dominieren auch die Spektren in den Abbildungen 9.2 und 9.3. Die Verschiebung von 1.5 MeV könnte sowohl von der Nichtberücksichtigung von Paarungskräften beeinflusst sein, sie könnte aber auch daher kommen, dass die Einteilchenenergien in der  $fp$  Schale durch die experimentell bekannten ersetzt wurden, während die Energieeigenwerte für die  $1g_{9/2}$  und die  $sd$  Schale berechnet wurde. Die wesentlichen Konfigurationen für M2-Übergänge sind aber gerade  $(1g_{9/2}1f_{7/2}^{-1})$  und  $(2p_{1/2}1d_{3/2}^{-1})$ .

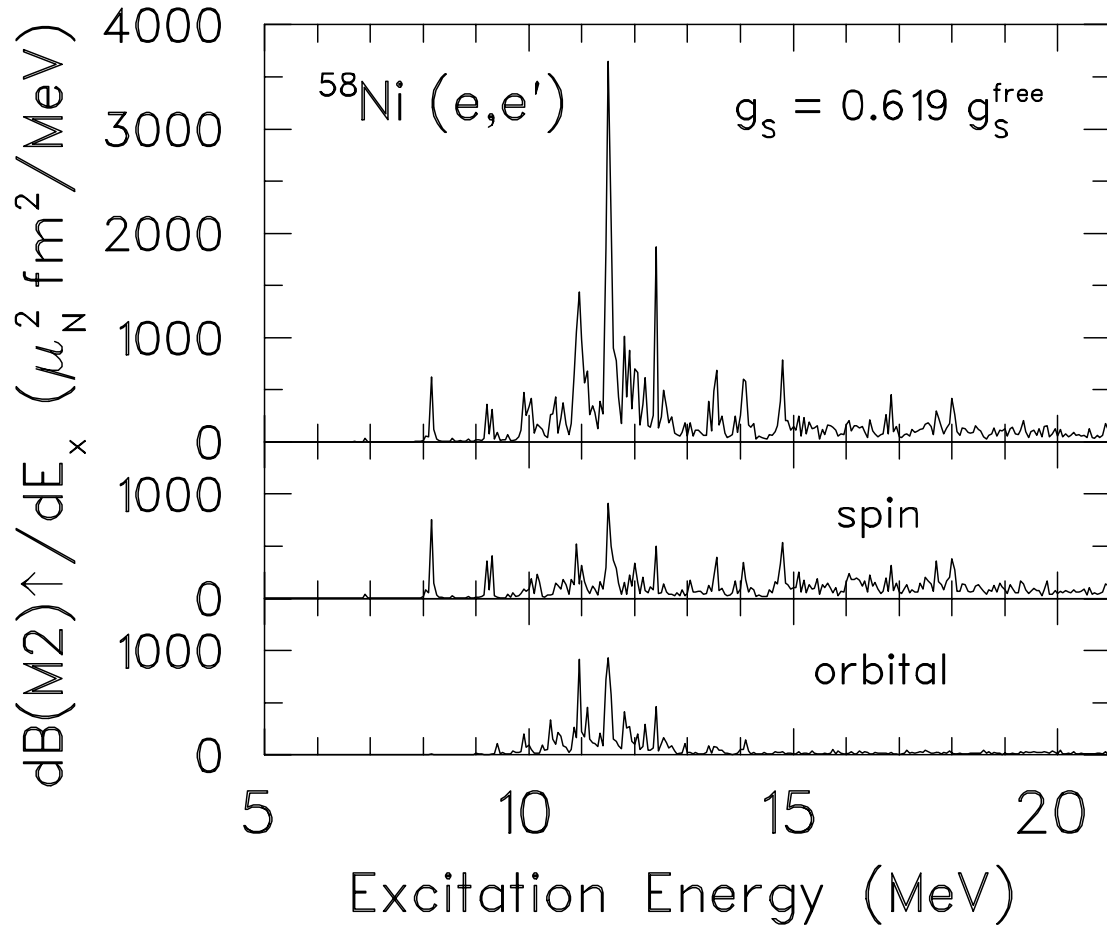


Abb. 10.2: M2-Stärkeverteilung in  $^{58}\text{Ni}$  im Anregungsenergiebereich  $E_x = 5 - 22$  MeV berechnet in SRPA mit der M3Y Restwechselwirkung und einem effektiven g-Faktor  $g_s = 0.619 g_s^{\text{free}}$ . Im oberen Teilbild wurde der vollständige M2-Operator berücksichtigt, im mittleren nur der Spinanteil, im unteren nur der Bahnanteil.

## 10.2 Vergleich mit Ergebnissen aus hochauflösenden $(e, e')$ Experimenten bei niedrigen Impulsüberträgen

Zur Untersuchung der magnetischen Dipolstärkeverteilung in  $^{58}\text{Ni}$  wurden bereits mehrere Elektronenstreuexperimente durchgeführt. In der ersten Arbeit [99] wurde mit Einschussenergien zwischen 40 MeV und 75 MeV und Streuwinkeln von  $163^\circ$  und  $180^\circ$  gearbeitet, die Energieauflösung betrug aber lediglich 150 – 300 keV.

In [11, 12] wurden umfangreiche, hochauflösende Experimente an  $^{58}\text{Ni}$  durchgeführt. Die Einschussenergien lagen zwischen 40 und 60 MeV, die Streuwinkel zwischen  $90^\circ$  und  $165^\circ$ . Die erreichte Energieauflösung betrug 25 – 45 keV. Im Anregungsenergiebereich zwischen 5.9 MeV und 15 MeV wurden über 150 Anregungen identifiziert. Bei 47 Übergängen wurde die Multipolarität zu  $J^\pi = 1^+$  bestimmt und deren reduzierte Stärke bestimmt. Bei weiteren 14 Übergängen wurde  $J_\pi = 2^-$  gefunden. Durch die Begrenzung der Strahlenergie auf 60 MeV war die Kinematik nicht für die Untersuchung magnetischer Quadrupolstärke optimiert. Bei 23 Übergängen war die Zuordnung zwischen diesen beiden Multipolaritäten nicht eindeutig. Die Bestimmung der  $B(M2)$  Stärke aus der Formfaktoranalyse war mit einer großen systematischen Unsicherheit behaftet. Die so extrahierten  $B(M2)$  Werte unterschieden sich zum Teil um 400% bei der Verwendung unterschiedlicher DWBA-Formfaktoren. Weiter muss davon ausgegangen werden, dass zahlreiche M2-Übergänge zu schwach waren, um als einzelne Anregung erkannt zu werden, und ihr Wirkungsquerschnitt im Untergrund enthalten ist. Bei den übrigen Zuständen handelt es sich um elektrische Übergänge zu Zuständen mit  $J^\pi = 1^-, 2^+$  oder  $3^-$ .

Im gleichen Anregungsenergiebereich konnten bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten nur 82 Linien angepasst werden, obwohl durch den höheren Impulsübertrag zusätzlich M3-Übergänge zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Durch die deutlich schlechtere Energieauflösung von ca. 80 keV konnten zahlreiche in [12] identifizierte Übergänge nicht einzeln aufgelöst werden, dies war aber auch nicht Ziel des Experimentes. Ziel war es, die magnetische Quadrupolstärke in einem weiten Energiebereich zu bestimmen. Eine quantitative

kombierte Auswertung beider Experimente ist durch die unterschiedliche Energieauflösung und Untergrundsituation zur Zeit noch nicht möglich, sondern erst wenn die restlichen Telexperimente durchgeführt worden sind, und der Untergrund mit der in Kapitel 9.3 beschriebenen Methode unabhängig von anderen Experimenten bestimmt werden kann.

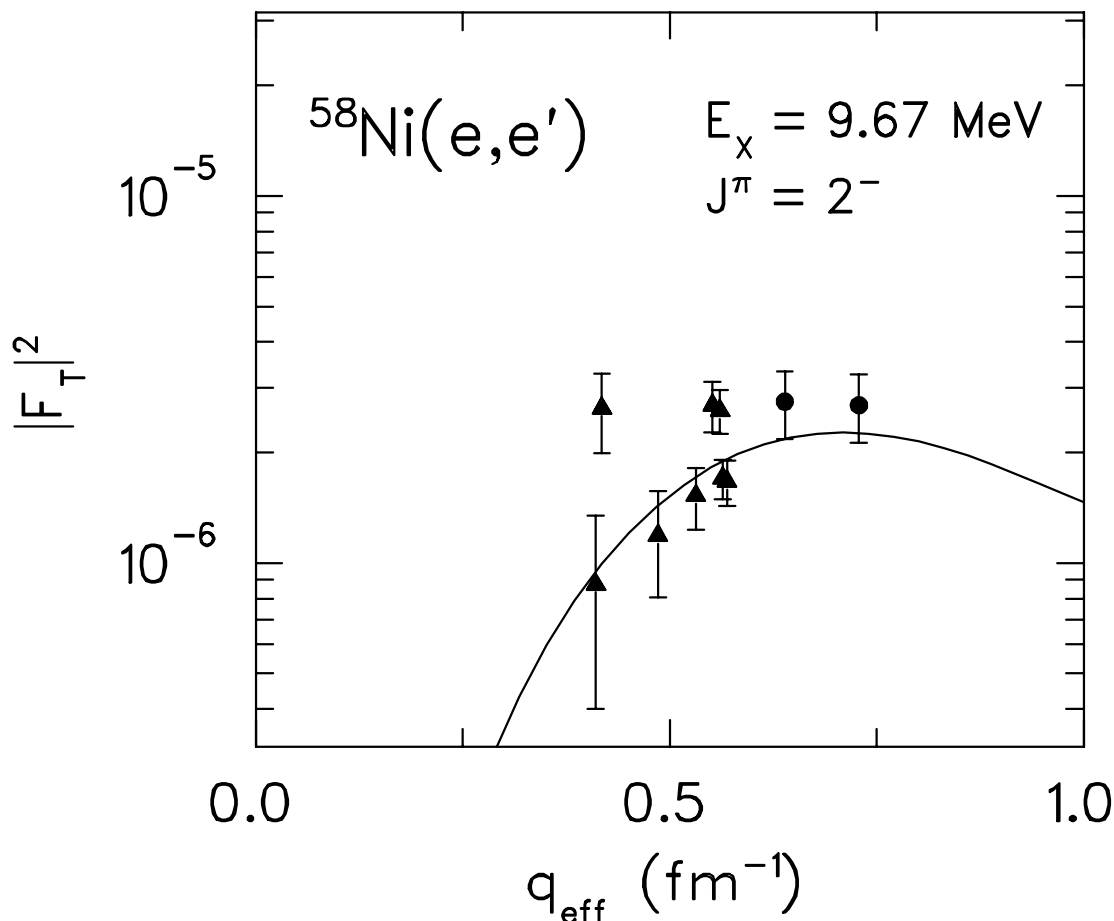


Abb. 10.3: Transversaler Formfaktor als Funktion des effektiven Impulsübertrages  $q_{eff}$  im Anregungsenergiebereich um  $E_x = 9.67$  MeV aufgenommen am DALINAC [12] (Dreiecke) und am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise). Die Datenpunkte aus [12] stellen die Summe der Formfaktoren für die Anregung der Zustände bei  $E_x = 9.643$  und  $9.667$  MeV dar, die im  $180^\circ$ -Experiment nicht einzeln aufgelöst werden konnten. Der theoretische Formfaktor wurde im Rahmen der SRPA berechnet und in der Höhe den Datenpunkten angepasst.

Die Problematik der kombinierten Einzellinienanalyse soll an drei Beispielen illustriert werden. In Abbildung 10.3 ist der transversale Formfaktor als Funktion von  $q_{eff}$  bei einer Anregungsenergie  $E_x = 9.67$  MeV gezeigt. In der vorliegenden Arbeit konnte an dieser Stelle eine Linie an das Spektrum angepasst werden (runde Datenpunkte). In [12] wurden zwei Zustände bei  $E_x = 9.643$  MeV und  $E_x = 9.667$  MeV mit  $J^\pi = 2^-$  gefunden und ihre M2-Stärke zu  $(92 \pm 14) \mu_N^2 \text{fm}^2$  und  $(122 \pm 13) \mu_N^2 \text{fm}^2$  bestimmt. Diese Werte stellen den Mittelwert aus mehreren Formfaktor Anpassungen dar, bei speziellen Formfaktoren wurden um einen Faktor vier niedrigere Werte gefunden. Die experimentellen Formfaktoren aus [12] für diese beiden Übergänge wurden in Abbildung 10.3 addiert (dreieckige Datenpunkte). Eingezeichnet ist außerdem der Formfaktorverlauf für M2-Übergänge, wie er nach dem in Kapitel 10.1 beschriebenen Verfahren ermittelt wurde. Der Formfaktor wurde in der absoluten Höhe an alle zehn Datenpunkte nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepasst. Extrapoliert man ihn zum Photonenpunkt, so erhält man als M2-Stärke den Wert  $39.8 \mu_N^2 \text{fm}^2$ .

Nach [12] liegt der stärkste M1-Übergang mit  $B(M1) = 1.27 \mu_N^2$  bei  $E_x = 8.240$  MeV, bei  $E_x = 8.276$  MeV liegt ein weiterer Zustand, dessen Multipolarität nicht eindeutig bestimmt werden konnte. Unter der Annahme, dass es sich auch um einen M1-Übergang handelt, wurde die Stärke zu  $0.26 \mu_N^2$  bestimmt. In Abbildung 10.4 wurden diese Formfaktoren wieder addiert (dreieckige Datenpunkte). Durchgezogen eingezeichnet ist der berechnete Formfaktorverlauf für einen M1-Übergang, der diese Datenpunkte sehr gut beschreibt. Die runden Datenpunkte sind die Formfaktorpunkte, die sich für die im Spektrum gefundene Linie bei  $E_x = 8.24$  MeV ergeben. Diese zwei Datenpunkte können allerdings nicht mit einem M1-Formfaktor beschrieben werden, der M2-Formfaktor (gestrichelt eingezeichnet) stimmt sehr viel besser mit ihnen überein. Dies legt die Vermutung nahe, dass in diesem Anregungsenergiebereich sowohl ein Zustand mit  $J^\pi = 1^+$  als auch ein Zustand mit einer höheren Multipolarität liegt. Das ausgeprägte Minimum bei  $q_{eff} = 0.6 \text{ fm}^{-1}$  deutet an, dass es sich nicht unbedingt um einen  $J^\pi = 2^-$  Zustand handelt, sondern möglicherweise auch um einen mit den Quantenzahlen  $J^\pi = 3^+$ . Diese Frage lässt sich aber erst mit bei höheren Impulsüberträgen gemessenen Daten beantworten.

Bei  $E_x = 10.04$  MeV wurde in den  $180^\circ$ -Spektren eine Linie gefunden, während in [12] zwei Zustände bei  $E_x = 10.036$  und  $10.076$  MeV identifiziert wurden. Für

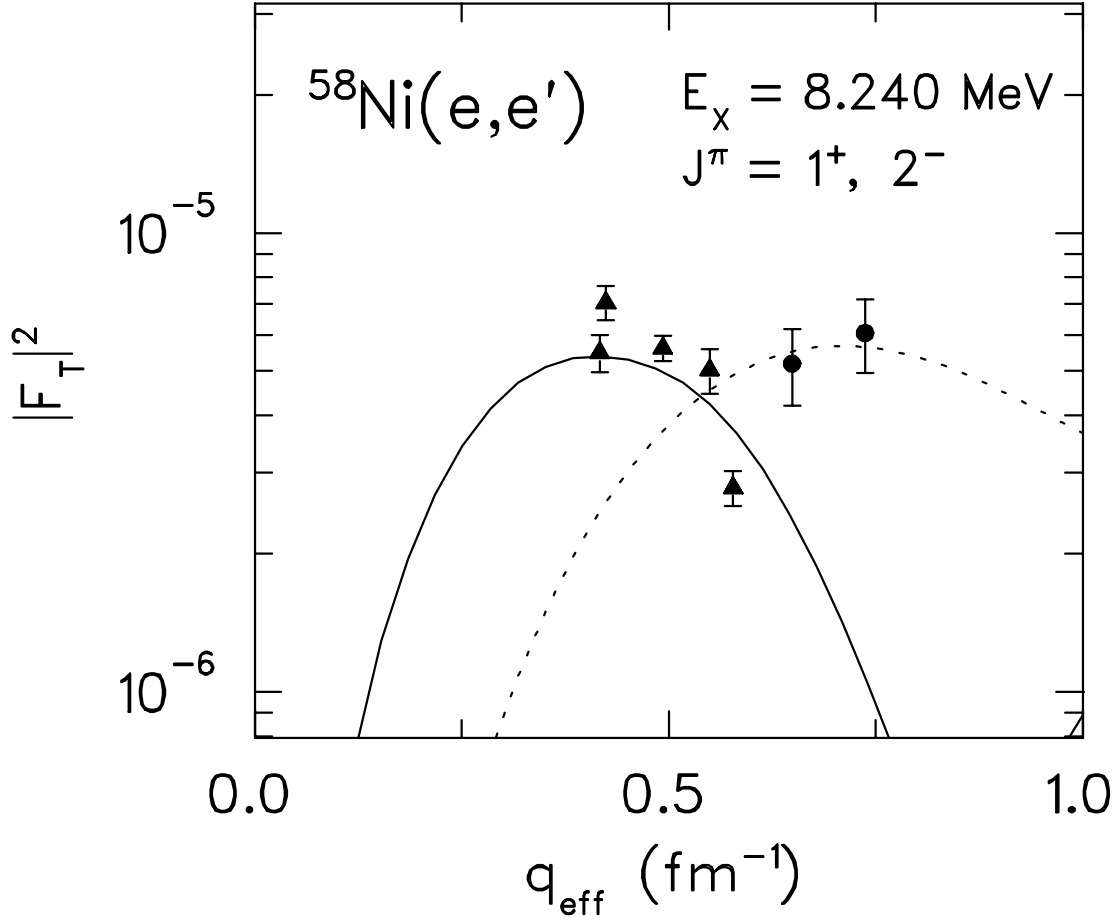


Abb. 10.4: Transversaler Formfaktor als Funktion des effektiven Impulsübertrages  $q_{eff}$  im Anregungsenergiebereich um  $E_x = 8.24$  MeV aufgenommen am DALINAC [12] (Dreiecke) und am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise). Die Datenpunkte aus [12] stellen die Summe der Formfaktoren für die Anregung der Zustände bei  $E_x = 8.240$  und  $8.276$  MeV dar, die im  $180^\circ$ -Experiment nicht einzeln aufgelöst werden konnten. Die theoretischen M1- und M2-Formfaktoren wurden im Rahmen der SRPA berechnet. Der M1-Formfaktor wurde an die Datenpunkte vom DALINAC, der M2-Formfaktor an die vom S-DALINAC angepasst.

den ersten wurde die Zuordnung  $J^\pi = 2^-$ , für den zweiten  $J^\pi = 1^+$  gefunden. In Abbildung 10.5 ist der Formfaktor in diesem Energiebereich dargestellt, die Werte aus [12] wurden wieder addiert. Durchgezogen eingezeichnet ist der berechnete M2-Formfaktor, der nur an die  $180^\circ$  Datenpunkte angepasst wurde. Daraus ergibt sich eine M2-Stärke von  $(117 \pm 15) \mu_N^2 \text{fm}^2$ , in [12] wurde ein Wert von

$(165 \pm 30) \mu_N^2 \text{fm}^2$  ermittelt. Auch in diesem Beispiel ist keiner der berechneten Formfaktoren in der Lage, alle Datenpunkte simultan befriedigend zu beschreiben.

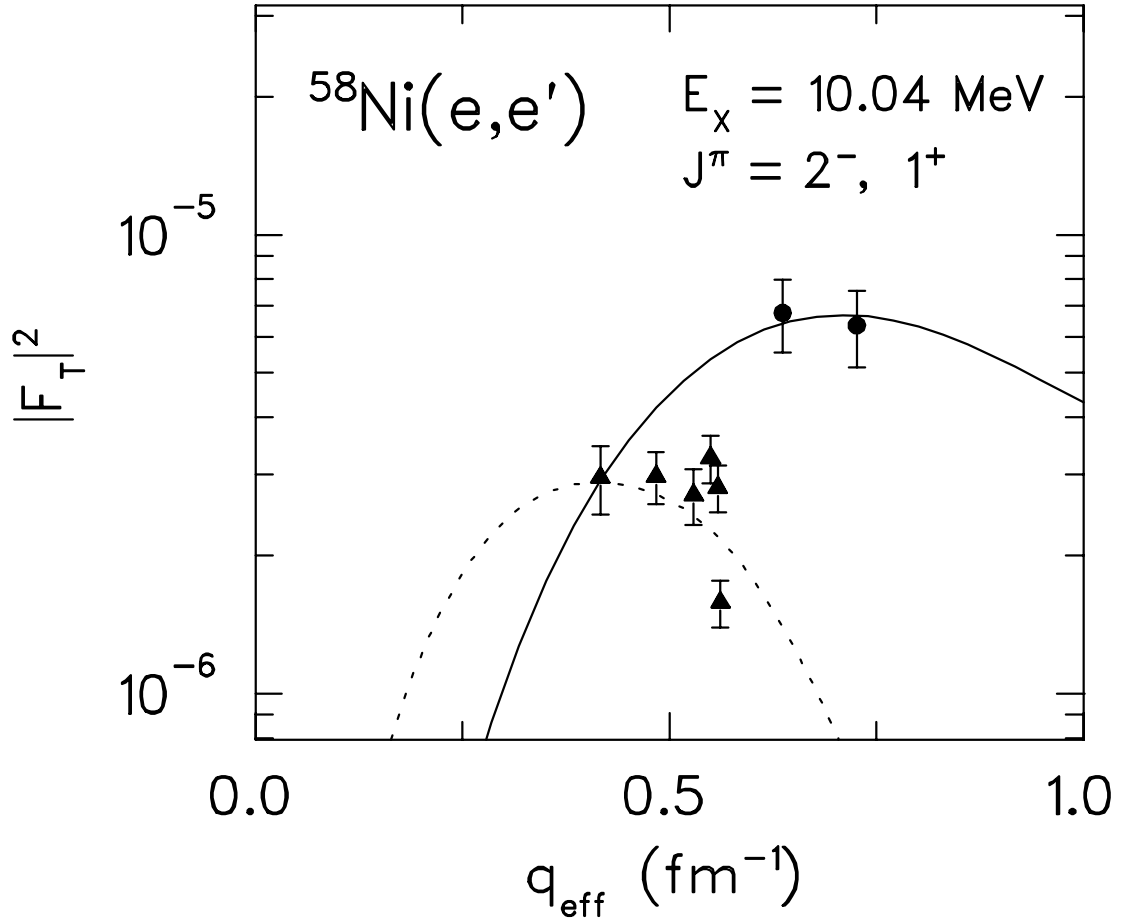


Abb. 10.5: Transversaler Formfaktor als Funktion des effektiven Impulsübertrages  $q_{\text{eff}}$  im Anregungsenergiebereich um  $E_x = 8.24 \text{ MeV}$  aufgenommen am DALINAC [12] (Dreiecke) und am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise). Die Datenpunkte aus [12] stellen die Summe der Formfaktoren für die Anregung der Zustände bei  $E_x = 10.036$  und  $10.073 \text{ MeV}$  dar, die im  $180^\circ$ -Experiment nicht einzeln aufgelöst werden konnten. Die theoretischen M1- und M2-Formfaktoren wurden im Rahmen der SRPA berechnet. Der M1-Formfaktor wurde an die Datenpunkte vom DALINAC (gepunktet), der M2-Formfaktor an die vom S-DALINAC angepasst (gestrichelt).

## 10.3 Vergleich mit Ergebnissen aus inelastischer Protonenstreuung

Zur Untersuchung magnetischer Resonanzen in den Atomkernen ist es physikalisch äußerst interessant, die Elektronenstreuenspektren mit solchen aus der Hadronenstreuung zu vergleichen. In [11, 12] wurden die im Rahmen dieser Arbeiten gemessenen Elektronenstreuenspektren mit einem Protonenstreuenspektrum aus [100] verglichen und gemeinsam hinsichtlich der magnetischen Dipolstärke in  $^{58}\text{Ni}$  analysiert. Dabei ergab sich insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Experimenten. Das Protonenstreuenspektrum aus [100] wurde bei einer Einschussenergie  $E_0 = 201$  MeV und einem Protonenstreuwinkel  $\theta = 4^\circ$  gemessen. In dieser Kinematik werden Zustände mit  $J^\pi = 2^-$  noch nicht dominant angeregt, dies geschieht erst bei größeren Streuwinkeln.

Besonders vielversprechend für die Untersuchung der magnetischen Quadrupolübergänge und der Spin-Dipol Resonanz ist der Vergleich von Elektronenstreuenspektren unter  $180^\circ$  mit Daten aus der polarisierten Protonenstreuung  $(\vec{p}, \vec{p}')$  unter Vorwärtswinkeln von  $4^\circ$  bis  $20^\circ$ . Deswegen wurde zeitgleich mit den am S-DALINAC gestarteten Elektronenstreuexperimenten auch eine Serie von Experimenten vom Typ  $(\vec{p}, \vec{p}')$  am KVI in Groningen zur Untersuchung der Spin-Dipol Resonanz in  $^{58}\text{Ni}$  gestartet. Die Auswertung dieser Daten ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen und Teil einer weiteren Dissertation [13].

In Abbildung 10.6 ist im oberen Teilbild ein Ausschnitt aus dem  $(e, e')$ -Spektrum bei einer Einschussenergie von 65.4 MeV und einem Streuwinkel von  $180^\circ$  zu sehen, in der unteren Bildhälfte ein Protonenstreuenspektrum aus [13] bei einer Einschussenergie von 173 MeV und einem Streuwinkel von  $10^\circ$ . Bei der gewählten Kinematik wird das Elektronenstreuenspektrum von M2-Übergängen geprägt, aber auch M1- und M3-Übergänge liefern noch große Beiträge zum Wirkungsquerschnitt. Bei Protonen-Einschussenergien von 200 – 400 MeV ist der Spin-Isospin Term der effektiven Nukleon-Nukleon Wechselwirkung relativ zu den übrigen Termen dominant [101]. Deswegen werden bei dem in Abbildung 10.6 dargestellten Spektrum hauptsächlich Spin-Dipol ( $\Delta L = 1$  und  $\Delta S = 1$ ) Anregungen beobachtet, aber auch Übergänge aus dem Grundzustand mit  $\Delta L = 0$  und 2 sind möglich.



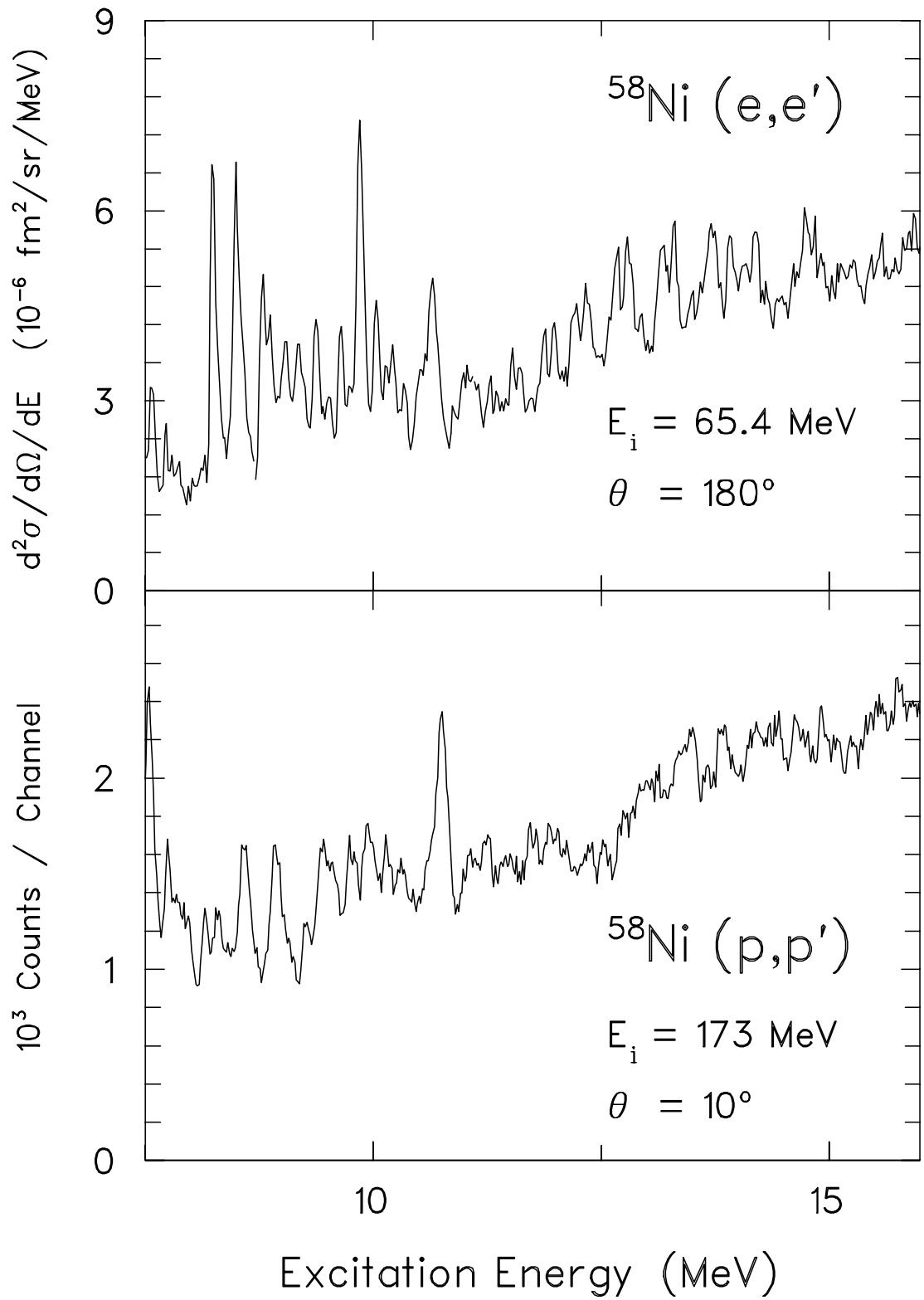


Abb. 10.6: Vergleich eines Elektronenstreuungsspektrums, aufgenommen mit  $E_0 = 65.4 \text{ MeV}$  und  $\theta = 180^\circ$ , mit einem Protonenstreuungsspektrum, aufgenommen mit  $E_0 = 173 \text{ MeV}$  und  $\theta = 10^\circ$ .

Da bei Spin–Dipol Übergängen sich sowohl der Spin als auch der Bahndrehimpuls ändert, können Zustände mit  $J^\pi = 2^-, 1^-$  und  $0^-$  angeregt werden. Die Anregung der  $J^\pi = 2^-$  Zustände entspricht der magnetischen Quadrupol Antwort in der Elektronenstreuung. Allerdings wird der Wechselwirkungsoperator in der Protonenstreuung von Termen dominiert, die alle auch den Spinoperator enthalten. Die Anregung von reinen Bahnmoden ist nur über den Coulombanteil, den Spin–Bahn Anteil oder über die Austauschsterme des Wechselwirkungsoperators möglich. Diese Beiträge sind aber alle bei einer Protonen–Einschussenergie von 170 MeV und einem Streuwinkel von  $10^\circ$  stark unterdrückt. Dem Übergang mit  $\Delta L = 0$  und  $\Delta S = 1$  in der Protonenstreuung entspricht in der Elektronenstreuung der M1–Übergang. Auch hier gilt wieder, dass in der Protonenstreuung nur Spin–M1 Übergänge, aber keine Bahn–M1 Übergänge möglich sind.

Oberhalb von  $E_x = 11$  MeV sehen beide Spektren sehr ähnlich aus, zwischen  $E_x = 8$  und 11 MeV treten jedoch einige deutliche Diskrepanzen auf. Die in [12] als M1–Übergang identifizierte Anregung bei  $E_x = 8.24$  MeV ist in der Protonenstreuung kaum zu sehen, während der in der Elektronenstreuung mit gleichem Wirkungsquerschnitt angeregte M1–Übergang bei  $E_x = 10.667$  MeV das Protonenstreuungsspektrum dominiert. Dies ist besonders interessant, da wie in im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, auch die  $(e, e')$ –Formfaktorpunkte bei höheren Impulsüberträgen nicht mehr einem M1–Formfaktor folgen. Auch in Kernresonanzfluoreszenzexperimenten wird die Zuordnung von  $J^\pi = 1^+$  zu diesem Zustand nicht belegt, sondern  $J^\pi = 1^-$  favorisiert [102]. Auch weitere M1–Übergänge in diesem Energiebereich werden in der Protonenstreuung etwas schwächer angeregt.

Nach [12] liegen die stärksten M2–Übergänge bei  $E_x = 8.475, 8.780, 9.870$  und  $10.036$  MeV. Auch in den  $180^\circ$ –Elektronenstreuungsspektren sind an diesen Stellen starke Linien zu sehen. Allerdings liegen bei allen vier auch starke M1–Übergänge in unmittelbarer Nachbarschaft, so dass diese Linien nicht den einzelnen Zuständen zugeordnet werden können, sondern in allen Fällen eine Überlagerung von mindestens zwei Übergängen darstellen. In [12] wurden 6 weitere Kandidaten für M2–Übergänge im Anregungsenergiebereich von 11 – 13 MeV gefunden. Auch in den Protonenstreuungsspektren sind bei  $E_x = 8.5$  MeV und  $8.8$  MeV starke Linien zu erkennen. Die Anregung der Zustände mit  $E_x = 9.870$  MeV und  $E_x = 10.036$  MeV ist im Vergleich dazu wesentlich schwächer. Oberhalb von  $E_x = 11$  MeV ähneln sich die Spektren wieder. Eine mögliche Erklärung für die

Unterschiede in den Spektren im Bereich um  $E_x = 10$  MeV ist, dass hier der Bahnanteil eine ganz wesentliche Rolle spielt, während im hohen Anregungsenergiebereich und bei den niedrigliegenden isolierten Zuständen nur der Spinanteil des Übergangsoperators für die Anregung dieser Zustände verantwortlich ist. Diese Interpretation deckt sich auch mit den Resultaten der SRPA Rechnungen aus Kapitel 10.1, die ebenfalls vorhersagt, dass im hohen Anregungsenergiebereich der Spinanteil die Stärke dominiert, dass es niedrigliegende Spin-M2-Stärke gibt, dass aber im Bereich  $E_x = 11 - 13$  MeV die M2-Stärke durch eine konstruktive Interferenz aus Spin- und Bahnanteil entsteht. Die SRPA würde demnach diese Bahnmode bei einer zu hohen Anregungsenergie vorhersagen.

In Kernmodellen, die auf einem sogenannten „fluid-dynamic“ Ansatz für ein endliches Fermi-System basieren, wurde eine solche Bahnmode vorhergesagt und als Torsionsbewegung einzelner Flüssigkeitsschichten gegeneinander aufgefasst [103, 104]. Da es in einer idealen Flüssigkeit keine rückstellenden Kräfte gibt, ist die experimentelle Beobachtung einer solchen Anregung ein Hinweis darauf, dass solche Resonanzen nicht im Rahmen von hydrodynamischen Modellen beschrieben werden können, sondern als Vibrationen in einem elastischen Medium aufgefasst werden müssen [69].

In  $^{48}\text{Ca}$  und  $^{90}\text{Zr}$  wurden schon Anzeichen einer solchen Art von Anregungen entdeckt [10], in  $^{58}\text{Ni}$  stehen jetzt gleichzeitig Protonen- und Elektronenstreudaten zur Verfügung, die zusammen eine sehr viel deutlichere Trennung von Bahn- und Spinanteilen ermöglichen. Für die endgültige Interpretation dieser Übergänge muss die Beendigung der gesamten Reihe an Elektronenstreuexperimenten abgewertet werden, da insbesondere die Zuordnung von  $J^\pi = 2^-$  noch überprüft werden muss. Eine Verbesserung der Energieauflösung bei den geplanten  $(e, e')$ -Experimenten würde diese Analyse wesentlich vereinfachen.

## 10.4 Untersuchung der auftretenden Energieskalen

Die Frage nach den Mechanismen, die zum Zerfall von Resonanzen führen, und den dabei auftretenden Lebensdauern ist ein lang bearbeitetes Forschungsgebiet

in der Kernphysik, dass in jüngster Zeit wieder sehr aktuell geworden ist (siehe z. B. [105] und Referenzen hierin). Die Untersuchung dieser Phänomene bietet einen Zugang zum Verständnis vom Übergang einer kollektiven, geordneten Bewegung eines Vielteilchensystems in einen Compound-Kern.

Kollektive Zustände werden im Rahmen der RPA als kohärente Superposition von Einteilchen-Einloch Konfigurationen beschrieben. Der Zerfall dieser Resonanzen in einen Compound-Kern führt über eine Hierarchie von immer komplexeren Zuständen. Da es sich bei der nuklearen Wechselwirkung um eine Zweikörperkraft handelt, wird die kollektive Bewegung zunächst durch die Ankopplung an Zweiteilchen-Zweiloch Konfigurationen gedämpft; diese können dann in noch komplexere Konfigurationen zerfallen.

Die verschiedenen Kopplungsstufen spiegeln sich in einer Hierarchie verschiedener Lebensdauern und damit verschiedener Energieskalen wider. Eine Vielzahl an Methoden wurden entwickelt, um diese Energieskalen aus den experimentellen Anregungsenergiespektren zu gewinnen [106–108]. Als besonders vielversprechend erweist sich die Entropie-Index Methode [14], die in [15] schon zur Untersuchung der isoskalaren elektrischen Quadrupol-Resonanz in  $^{208}\text{Pb}$  genutzt wurde. Hier soll sie zur Untersuchung von Spektren herangezogen werden, die von magnetischen Übergängen dominiert werden.

Mit der Entropie-Index Methode können charakteristische Energieskalen  $\delta E$  der Fluktuationen in einem Spektrum  $\sigma(E)$  bestimmt werden. In unserem Fall ist  $\sigma(E)$  der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/(d\Omega \cdot dE)$ , wobei Daten im Intervall  $U = [E_{min}, E_{max}]$  vorliegen. Dieses Intervall wird in  $n$  Teile der Breite  $\delta E$  zerlegt und der Koeffizient  $D_j(\delta E)$  in jedem Teilstück  $j$  als

$$D_j(\delta E) = \int_{E_{j-1}}^{E_j} dE \sigma(E) \Omega_j(E) \quad (10.2)$$

mit

$$E_j = E_{min} + j\delta E \quad (10.3)$$

und

$$\Omega_j(E) = \text{sign}[E - (j - 0.5)\delta E] \quad (10.4)$$

definiert. Der Entropie-Index ist definiert als

$$K(\delta E) = -\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n W_j(\delta E) \log W_j(\delta E) \quad (10.5)$$

mit

$$W_j(\delta E) = |D_j| / \langle |D_j| \rangle . \quad (10.6)$$

Die Entropie-Index Methode wurde zuerst zur Untersuchung von Selbstähnlichkeiten in den Fluktuationen der Herzschlagfrequenzen [109] verwendet. In [14] wurde gezeigt, dass sich diese Methode hervorragend dazu eignet, Spektren modellunabhängig zu analysieren, in denen Fluktuationen auf verschiedenen Skalen existieren. Allerdings müssen diese Skalen deutlich voneinander getrennt sein.

Die Entropie-Index Methode wurde auch auf die in Kapitel 9 beschriebenen Anregungsenergiespektren in  $^{58}\text{Ni}$  angewandt. Dabei wurde der Anregungsenergiebereich von 8 bis 16 MeV berücksichtigt. In Abbildung 10.7 ist der Entropie-Index als Funktion von  $\delta E$  für die Spektren mit einer Einschussenergie von 56.5 MeV (Dreiecke) und 65.4 MeV (Kreise) dargestellt. Die verschiedenen Energieskalen spiegeln sich in den Sprungstellen des Entropie-Indexes wider. Deswegen wurde an die Datenpunkte eine Funktion  $F(\delta E) = \sum_n K_n(\delta E)$  angepasst. Hierbei ist  $n$  der Index für die verschiedenen Energieskalen und

$$K_n(\delta E) = \frac{k_n}{1 + \exp\left(\frac{\ln(\delta E) - d_n}{\Delta_n}\right)} , \quad (10.7)$$

mit den freien Parametern  $k_n$ ,  $d_n$  und  $\Delta_n$ . Das Ergebnis dieser Anpassung ist als durchgezogene Linie ebenfalls in Abbildung 10.7 zu sehen.

Im Falle des Spektrums mit  $E_0 = 56.5$  MeV ergaben sich Energieskalen bei 780, 500, 380 und 220 keV, aus dem Spektrum bei  $E_0 = 65.4$  MeV wurden die Werte 830, 600, 420 und 210 keV extrahiert [110]. Beide Spektren stellen eine Überlagerung von Übergängen verschiedener Multipolarität dar. Der Entropie-Index stellt in erster Näherung eine additive Größe dar. Allerdings können bei der Überlagerung zweier Spektren neben den Energieskalen der Einzelspektren noch weitere Energieskalen auftreten. Da die hier untersuchten Spektren nicht untergrundfrei sind, können einzelne Skalen auch durch den Verlauf des Untergrundes hervorgerufen oder beeinflusst werden. In Abbildung 10.7 ist deswegen auch der Entropie-Index des Untergrundpolynomes für eine Einschussenergie  $E_0$  von 65.4 MeV gezeigt. Der Untergrund selbst erzeugt Energieskalen der Länge 290 und 750 keV. Da der Entropie-Index unterhalb 290 keV konstant ist, bleiben alle kürzeren Skalen von den im Untergrund enthaltenen Skalen unbeeinflusst, die längeren

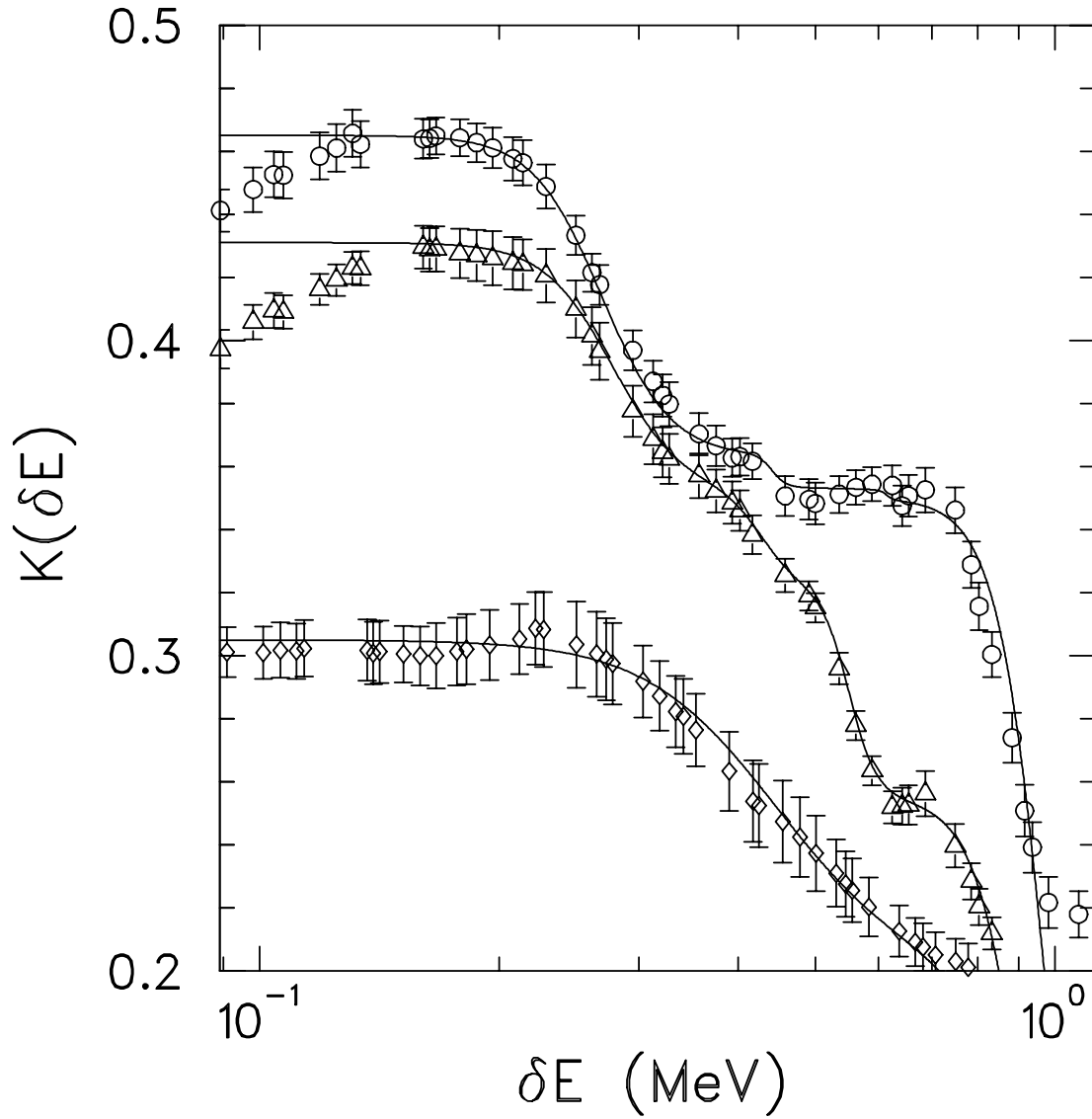


Abb. 10.7: Entropie-Index der Elektronenstreuungsspektren mit  $E_0 = 65.4$  MeV (Kreise), mit  $E_0 = 56.5$  MeV (Dreiecke) und des phänomenologisch bestimmten Untergrundes bei  $E_0 = 65.4$  MeV (Rauten).

Skalen werden aber gestört. Dies wurde überprüft, indem verschiedene Untergrundverläufe angenommen und vom Spektrum subtrahiert wurden. Von diesen untergrundsubtrahierten Spektren wurde ebenfalls der Entropie-Index bestimmt. In allen trat eine Energieskala von 200 – 230 keV auf.

Auch die in Kapitel 10.1 aus SRPA-Rechnungen ermittelte M2-Stärkeverteilung wurde mit dieser Methode analysiert. Im Anregungsenergiebereich von  $E_x = 8 - 12$  MeV wurden Energieskalen von 460 keV und 220 keV gefunden [110].

Bei allen untersuchten Spektren und Stärkeverteilungen tritt eine Skala von 200 – 250 keV auf. Eine solche Skala könnte aus der Ankopplung der kollektiven Moden an die komplexeren Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen resultieren. In [111] wurde gezeigt, dass die Matrixelemente zwischen Einteilchen–Einloch und Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen in der  $fp$ -Schale typischerweise Werte von 200 – 300 keV annehmen.

Die Interpretation der größeren Skalen gestaltet sich im Moment noch als sehr schwierig, da der Untergrundverlauf ebenfalls auf dieser Energieskala Fluktuationen zeigt. Durch die Messung weiterer Elektronenstreuenspektren bei anderen Kinematiken liesse sich der Untergrund genauer festlegen und damit sein Einfluss besser untersuchen. Weiterhin könnte dann analysiert werden, ob einzelne Energieskalen speziell von Zuständen einer bestimmten Multipolarität abhängen, oder ob sie eine universelle Eigenschaft von  $^{58}\text{Ni}$  darstellen.

# 11 Einfluss von Medium–Modifikationen der Vektormesonmassen auf transversale Formfaktoren in $^{48}\text{Ca}$

Ein weiterer aktueller Forschungsgegenstand der modernen Kern– und Schwerionenphysik ist die Frage, ob und wie sich die Eigenschaften von Hadronen bei Einbettung in Kernmaterie ändern. Kernmaterie stellt ein System stark wechselwirkender Hadronen dar, das insbesondere bei hohen Temperaturen und Drücken nur wenig verstanden ist. Gleichzeitig stellt aber das Studium seiner Eigenschaften einen fundamentalen Test vieler Eigenschaften der QCD dar. Einen experimentellen Zugang zur Untersuchung von Kernmaterie bieten relativistische Schwerionenkollisionen (siehe z. B. [18, 19] und Referenzen darin) oder Elektronenstreuexperimente bei hohen Impulsüberträgen [20]. Hier ist man besonders empfindlich auf die Eigenschaften von einzelnen Hadronen im Kernmedium. Aber auch Eigenschaften des  $\beta$ –Zerfalls – z. B. die axiale Ladung des schwachen nukleonischen axialen Vektorstroms – können in Kernmaterie verändert sein [112].

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass auch Elektronenstreuexperimente bei niedrigen Impulsüberträgen und niedrigen Elektroneneinschussenergien einen Zugang zur Untersuchung von Medium–Effekten bietet. Als Beispiel dienen die transversalen Formfaktoren zweier niedrigliegender magnetischer Übergänge in  $^{48}\text{Ca}$ .

## 11.1 Brown–Rho Skalengesetz

Die Einbettung von Hadronen in Kernmaterie führt nach [113, 114] zu einer Änderung ihrer Masse und der schwachen  $\pi$ –Mesonen Zerfallskonstanten  $f_\pi$ , die über die Goldberger–Treiman Relation mit der Pion–Nukleon Kopplungskonstante  $g_{\pi N}$  verknüpft ist [115]. Nach einer Vorhersage von Brown und Rho [17] skalieren die Nukleonen- und alle Mesonenmassen näherungsweise im gleichen Verhältnis wie die schwache  $\pi$ –Mesonen Zerfallskonstante  $f_\pi$  im Kernmedium

$$\frac{m_N^*}{m_N} \approx \frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} \approx \frac{m_\rho^*}{m_\rho} \approx \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \approx \frac{f_\pi^*}{f_\pi}. \quad (11.1)$$



Diese Beziehung ist in der Literatur unter dem Begriff des „Brown–Rho Skalengesetzes“ bekannt geworden. Sie kann unter gewissen Modellannahmen aus der Restauration der chiralen Symmetrie bei hohen Baryondichten unter Berücksichtigung der Skaleneigenschaften der QCD geschlossen werden [19, 116].

Die effektiven Massen  $m^*$  führen in der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung zu Änderungen der Tensor– und Spin–Isospin Komponenten. Durch die Reduktion der  $\rho$ –Mesonenmasse verringert sich die isovektorielle Tensor–Wechselwirkung bei gleichzeitiger Verstärkung der Spin–Bahn Wechselwirkung [21, 113, 114]. Diese Modifikationen ergeben sich aus mehreren theoretischen Überlegungen [114, 117]. Ihre Notwendigkeit wurde am Beispiel magnetischer Dipolübergänge in leichten [118] und schweren Kernen [117] gezeigt.

Isovektorielle transversale  $(e, e')$ –Formfaktoren sind empfindlich auf Änderungen des Tensoranteils der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung. Ihre Untersuchung bietet daher einen weiteren Zugang zum Studium der Eigenschaften von Vektormesononen im Kernmedium. In [21] wurde zum Beispiel das Skalierungsverhalten der  $\rho$ –Mesonenmasse anhand der Formfaktoren der zwei magnetischen Übergänge zu den niedrigliegenden  $J^\pi = 2^-$  und  $J^\pi = 4^-$  Zuständen in  $^{48}\text{Ca}$  bei  $E_x = 6.895$  MeV und  $E_x = 6.11$  MeV im Rahmen eines RPA Modells diskutiert. Diese Untersuchungen werden in dem folgenden Abschnitt aufgrund der Verfügbarkeit neuer experimenteller Daten vertieft. Quantitative Berechnungen von Formfaktoren stellen allerdings immer noch eine Herausforderung in der theoretischen Kernphysik dar, auch in den am weitesten fortgeschrittenen mikroskopischen Modellen. Die Ergebnisse solcher Rechnungen können in einzelnen Fällen empfindlich von den Details der gewählten Restwechselwirkung abhängen. Auch die Behandlung nichtnukleonischer Freiheitsgrade – mesonischer Austauschströme zum Beispiel – führen zu Änderungen des  $(e, e')$ –Formfaktors. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit weitergehende Rechnungen auf Basis der SRPA mit verschiedenen Restwechselwirkungen durchgeführt, um die Modellunabhängigkeit solcher Analysen zu testen.

Prinzipiell sollten Medium–Effekte auch in der Hadronenstreuung beobachtbar sein. Neuere Untersuchungen an  $^{16}\text{O}$  und  $^{28}\text{Si}$  in polarisierter Protonenstreuung geben jedoch keinen Hinweis auf die Notwendigkeit der Einführung einer effektiven  $\rho$ –Mesonenmasse [119, 120].

## 11.2 Experimentelle Daten der Reaktion $^{48}\text{Ca}(e, e')$ bei $180^\circ$

Die in [21] diskutierten Übergänge wurden mit inelastischer Elektronenstreuung am MIT bei Impulsüberträgen von  $q = 1 - 3 \text{ fm}^{-1}$  untersucht [121]. Im Rahmen der in [10, 62, 122] beschriebenen Arbeit wurde am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC ein weiteres Elektronenstreuexperiment durchgeführt, um den Impulsübertragungsbereich von  $q \cong 0.4 - 0.8 \text{ fm}^{-1}$  zu untersuchen, da in diesem Bereich die Formfaktoren besonders sensitiv auf die oben beschriebenen Änderungen in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung sind.

Bei diesem Experiment wurde ein isotonenangereichertes, metallisches, selbsttragendes Kalziumtarget verwendet, die Isotopenhäufigkeit für  $^{48}\text{Ca}$  betrug 97%. Bei Elektroneneinschussenergien von 42.2, 66.4 und 82.2 MeV und Strahlströmen von typischerweise  $1 - 3 \mu\text{A}$  wurde jeweils der Anregungsenergiebereich von 4 bis 15 MeV untersucht. In Abbildung 11.1 sind die untergrundsubtrahierten Anregungsenergiespektren der Reaktion  $^{48}\text{Ca}(e, e')$  unter  $180^\circ$  im Energiebereich von 5.5 – 8 MeV dargestellt. Die Details der Durchführung und Auswertung dieses Experimentes sind in [10, 62] beschrieben. Die zwei niedrigliegenden Zustände bei  $E_x = 6.11 \text{ MeV}$  und  $E_x = 6.895 \text{ MeV}$  sind in allen Spektren zu sehen und liegen deutlich getrennt von anderen Anregungen, die alle experimentell bekannt aber für die weitere Diskussion ohne Bedeutung sind, da sie von  $J^\pi = 2^-$  und  $4^-$  verschiedene Multipolaritäten besitzen. Durch Integration des Wirkungsquerschnittes der Linien bei  $E_x = 6.11 \text{ MeV}$  und  $E_x = 6.895 \text{ MeV}$  konnten somit direkt die korrespondierenden Formfaktoren bestimmt werden. Der Formfaktor dieser Übergänge ist in Abbildung 11.2 zusammen mit den Daten aus [121] und den berechneten Formfaktorverläufen aus [21] zu sehen.

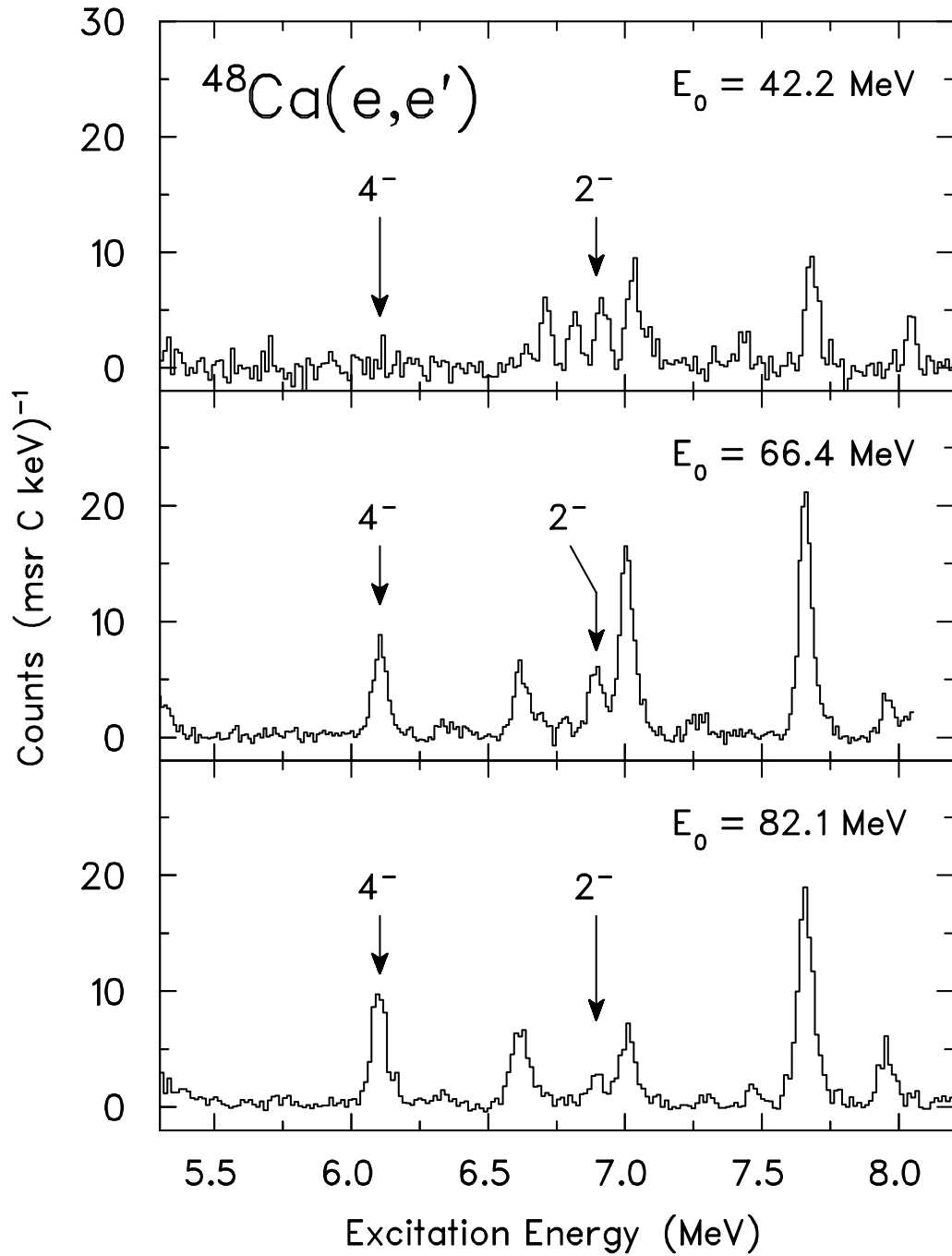


Abb. 11.1: Untergrundsubtrahierte Anregungsenergiespektren von  $^{48}\text{Ca}$ , aufgenommen bei Elektroneneinschussenergien von 42.4 MeV, 66.4 MeV und 82.1 MeV im Anregungsenergiebereich von 5.5 MeV bis 8 MeV. Die niedrigliegenden M2- und M4-Anregungen bei  $E_x = 6.895 \text{ MeV}$  und  $E_x = 6.11 \text{ MeV}$  sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Sie sind deutlich von weiteren benachbarten Anregungen getrennt.

## 11.3 Analyse mit RPA Rechnungen und einer Kraft vom Landau–Migdal Typ

Im folgenden wird die Rechnung aus [21] noch einmal kurz vorgestellt und der Einfluss der neuen Daten bei niedrigen Impulsüberträgen auf das Ergebnis diskutiert. Die Rechnungen wurden im Rahmen der RPA unter Verwendung einer angepassten Version der Jülich–Stony Brook Wechselwirkung [123] durchgeführt. Die Restwechselwirkung

$$\hat{V}_{res} = C_0(g_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + g'_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + \frac{1}{\epsilon} \hat{V}_\pi + \epsilon \hat{V}_\rho(\epsilon) \quad (11.2)$$

setzt sich zusammen aus einem spin- und isospinabhängigen Anteil vom Landau–Migdal Typ zur Beschreibung der kurzreichweitigen Korrelationen der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung und langreichweitigen Anteilen, die den Austausch von  $\pi$ - und  $\rho$ -Mesonen berücksichtigen. In der gewählten Form von Gleichung (11.2) wurde von einer gleichzeitigen Skalierung der schwachen  $\pi$ -Mesonen Zerfallskonstanten  $f_\pi$  und der  $\rho$ -Mesonenmasse ausgegangen. Dies entspricht dem universellen Skalenverhalten nach [17] mit der simultanen Änderung der Nukleonenmasse  $m_N$  und der Mesonenmassen  $m_\sigma$ ,  $m_\rho$  und  $m_\omega$ . Der Parameter

$$\epsilon = \left( \frac{f_\pi}{f_\pi^*} \right)^2 \quad (11.3)$$

erlaubt die gleichzeitige Variation der  $\pi$ -Mesonen Zerfallskonstante und der Mesonenmassen. Für  $\epsilon = 1$  erhält man die Restwechselwirkung in ihrer ursprünglichen Form [123]. Die Stärkeparameter  $g_0$  und  $g'_0$  aus Gleichung (11.2) wurden so gewählt, dass die Anregungsenergien und Übergangsstärken von den zwei ersten  $J^\pi = 1^+$  Zuständen in  $^{208}\text{Pb}$  reproduziert werden konnten.

In Abbildung 11.2 sind die so berechneten Formfaktorverläufe für den Übergang zum ersten  $J^\pi = 2^-$  und den zweiten  $J^\pi = 4^-$  Zustand als Funktion des effektiven Impulsübertrages  $q_{eff}$  im Vergleich mit den experimentellen Daten zu sehen. Die Rechnungen wurden für  $\epsilon = 1$  (durchgezogen),  $\epsilon = 1.2$  (gestrichelt),  $\epsilon = 1.6$  (gepunktete) und  $\epsilon = 2$  (strichpunktiert) durchgeführt.

Die neueren Datenpunkte bei Impulsüberträgen  $q_{eff} = 0.4 \text{ fm}^{-1} - 0.9 \text{ fm}^{-1}$  vom S–DALINAC schränken  $\epsilon$  auf Werte zwischen 1.0 und 1.2 ein, da sonst der M2–Formfaktorverlauf im Bereich des ersten Maximums nicht korrekt beschrieben

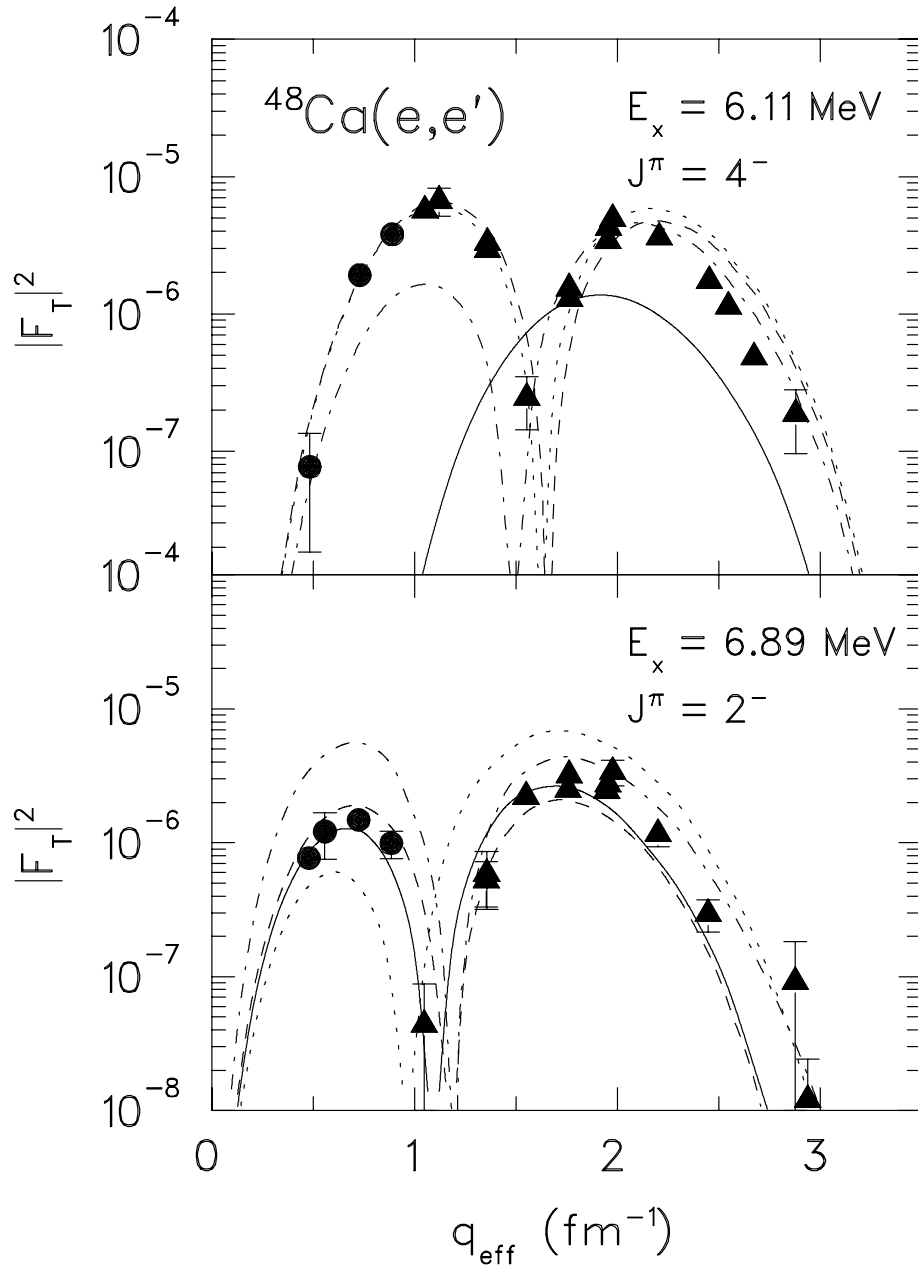


Abb. 11.2: Transversale Formfaktoren der M4- und M2-Übergänge zu den niedrigliegenden  $J^\pi = 2^-$  und  $4^-$  Zuständen in  $^{48}\text{Ca}$  gemessen am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise) und am MIT [121] (Dreiecke). Die theoretischen Formfaktorverläufe sind die aus [21] entnommene RPA Rechnungen mit der Restwechselwirkung nach Gleichung (11.2) mit Werten für  $\epsilon$  von 1 (durchgezogen), 1.2 (gestrichelt), 1.6 (punktirt) und 2.0 (strichpunktirt).

werden kann. Der Verlauf des transversalen M4-Formfaktors erzwingt Werte für  $\epsilon$  größer als eins, so dass aus der Kombination beider Ergebnisse  $\epsilon \approx 1.2$  resultiert. Dies ist gleichbedeutend mit einer Reduktion der Masse des  $\rho$ -Mesons um ca. 9% auf  $m_\rho^* \approx 0.91 m_\rho$ . In ähnlichen Untersuchungen im Rahmen des gleichen Typs von Rechnungen in  $^{208}\text{Pb}$  wurde ein Wert von  $m_\rho^* \approx 0.79 m_\rho$  ermittelt [124]. In [21] wurde deswegen geschlossen, dass die Medium-Effekte von der Massenzahl abhängig seien.

Eine wichtige Einschränkung der beschriebenen Rechnungen ist die Vernachlässigung einer möglichen Dichteabhängigkeit von  $\epsilon$ . Es wurde ein konstanter Durchschnittswert angenommen, obwohl eine explizite Dichteabhängigkeit den Formfaktorverlauf erheblich modifizieren kann [125]

## 11.4 SRPA Rechnungen

Es stellt sich die Frage, wie weit die so gewonnenen Daten von der gewählten Restwechselwirkung abhängen, insbesondere ob man mit anderen Rechnungen die Daten ohne Modifikation der Mesonenmassen beschreiben kann. Dazu wurden die Formfaktoren dieser Zustände noch einmal mit weiteren unabhängig durchgeführten Rechnungen verglichen und analysiert. Diese Rechnungen wurden im Rahmen der SRPA [69, 70] durchgeführt, Ausgangspunkt für die Restwechselwirkung war die M3Y-Wechselwirkung [94], die eine sogenannte „finite range“ Parametrisierung der Bruecknerschen G-Matrix darstellt und aus Tensor- und Zentralanteilen besteht. In [10] wurde gezeigt, dass dieser Typ von Rechnungen sehr gut geeignet ist, die globalen Eigenschaften der magnetischen Dipol- und Quadrupolstärkeverteilung in  $^{48}\text{Ca}$  zu beschreiben.

Für die Lösung der SRPA Gleichungen müssen zunächst Einteilchenwellenfunktionen und deren Energieeigenwerte bestimmt werden. Diese wurden wie in Kapitel 10.1 durch Lösen der Schrödingergleichung für ein Potential nach Gleichung (10.1) ermittelt. Soweit Einteilchenenergien experimentell bekannt waren [121, 126], wurden diese Werte anstelle der berechneten benutzt. Ausgangspunkt für die Woods-Saxon Parameter waren die Werte aus der Massensystematik [96]. Die Parameter  $U_0$  und  $r_0$  wurden unter folgenden Randbedingungen variiert:

- Das Volumenintegral  $U_0 \cdot (r_0)^3$  blieb konstant auf dem Wert aus [96].
- Die experimentell bekannten Einteilchenenergien sollten möglichst gut beschrieben werden.
- Der bekannte Ladungsradius von  $\langle r \rangle_p = 3.47$  fm [97] sollte reproduziert werden, der Radius der Neutronenverteilung  $\langle r \rangle_n$  sollte  $0.2 - 0.3$  fm größer als der Ladungsradius sein. Ein solcher Massenradius deutet sich in inelastischen Hadronenstreuexperimenten für  $^{48}\text{Ca}$  an (siehe [127] und Referenzen hierin).

Die so bestimmten Parameter des Potentials sind in Tabelle 11.1 dargestellt.

|                  |       | $U_0$  | $r_0$ | $a_0$ | $U_{LS}$ | $r_{LS}$ | $a_{LS}$ | $r_c$ |
|------------------|-------|--------|-------|-------|----------|----------|----------|-------|
|                  |       | (MeV)  | (fm)  | (fm)  | (MeV)    | (fm)     | (fm)     | (fm)  |
| $^{48}\text{Ca}$ | $\pi$ | -54.71 | 4.60  | 0.63  | -9.51    | 4.60     | 0.63     | 4.54  |
|                  | $\nu$ | -45.76 | 4.60  | 0.62  | -9.50    | 4.60     | 0.62     |       |

Tab. 11.1: Woods–Saxon Potentialparameter für den Kern  $^{48}\text{Ca}$  für die in diesem Kapitel vorgestellten SRPA Rechnungen.

Um die Analyse des Einflusses der Mesonenmassen transparent zu gestalten, wurde neben der M3Y–Restwechselwirkung eine zweite Kraft eingeführt, die nur aus dem Zentral– und Tensor–Anteil für  $\pi$ – und  $\rho$ –Mesonenaustausch der vollen M3Y besteht:

$$\hat{V}_{central}(q) = \left( \frac{f}{m_\pi} \right)^2 \left[ \frac{1}{3} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{m_\pi^2}{q^2 + m_\pi^2} + \epsilon K_1 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \frac{m_\rho^2}{q^2 + m_\rho^2} \right], \quad (11.4)$$

$$\hat{V}_{tensor}(q) = - \left( \frac{f}{m_\pi} \right)^2 \frac{\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2}{3} (3 \vec{\sigma}_1 \cdot q \vec{\sigma}_2 \cdot q - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 q^2) \left[ \frac{1}{q^2 + m_\pi^2} + \epsilon K_2 \frac{1}{q^2 + m_\rho^2} \right] \quad (11.5)$$

Die Konstanten  $K_1$ ,  $K_2$  und  $f$  wurden aus [128] entnommen,  $\epsilon$  ist wieder wie in Gleichung (11.3) der Parameter, um die  $\rho$ -Mesonenmassen zu variieren. Für  $\epsilon = 1$  und  $q = 0$  stimmt die Wechselwirkung (11.2) mit der aus den Gleichungen (11.4) und (11.5) im Spin-Isospin Kanal überein.

Der Modellraum für die SRPA Rechnungen umfasste alle Einteilchen-Einloch Zustände mit Energien bis zu 80 MeV, und Zweiteilchen-Zweiloch Zustände mit Energien bis zu 15 MeV, allerdings wurden aus diesem Unterraum nach dem in [15] beschriebenen Verfahren schwache Matrixelemente eliminiert, um so den Modellraum nicht zu groß werden zu lassen. Der Energiemittelungsparameter  $\eta$  wurde zu 10 keV gewählt. Auch in diesen Rechnungen wurde eine explizite Dichteabhängigkeit von  $\epsilon$  nicht berücksichtigt.

Mit der so konstruierten Wechselwirkung wurden zunächst SRPA Rechnungen zur magnetischen Dipolstärke in  $^{48}\text{Ca}$  durchgeführt. Der größte Teil der magnetischen Dipolstärke in  $^{48}\text{Ca}$  konzentriert sich auf den sowohl experimentell [129] als auch theoretisch (siehe zum Beispiel [130]) vielfach untersuchten Spin-Flip Übergang zum  $J^\pi = 1^+$  Zustand bei  $E_x = 10.23$  MeV. In Abbildung 11.3 ist der transversale Formfaktor als Funktion von  $q_{eff}$  gezeigt. Die experimentellen Datenpunkte stammen von Messungen am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise) [62], vom DALINAC (Dreiecke) und vom MAMI (Rechtecke) [129, 131]. Unabhängig von der Wahl von  $\epsilon$  werden die experimentellen Daten von allen Rechnungen gut beschrieben. Im ersten Maximum unterscheiden sich die beiden Formfaktoren für  $\epsilon = 1$  und  $\epsilon = 1.6$  um weniger als 10%, alle Rechnungen sind mit dem Verlauf des Formfaktors im zweiten Maximum kompatibel. Rechnungen mit der M3Y-Wechselwirkung führen bei diesem Formfaktor zu Resultaten, die sich praktisch nicht von denen mit  $\epsilon = 1.0$  unterscheiden lassen.

Um eine quantitative Übereinstimmung mit den Daten zu erhalten, wurde bei allen Rechnungen ein Quenching-Faktor von  $g_s^{eff} = 0.67 g_s^{free}$  benutzt. Dieser



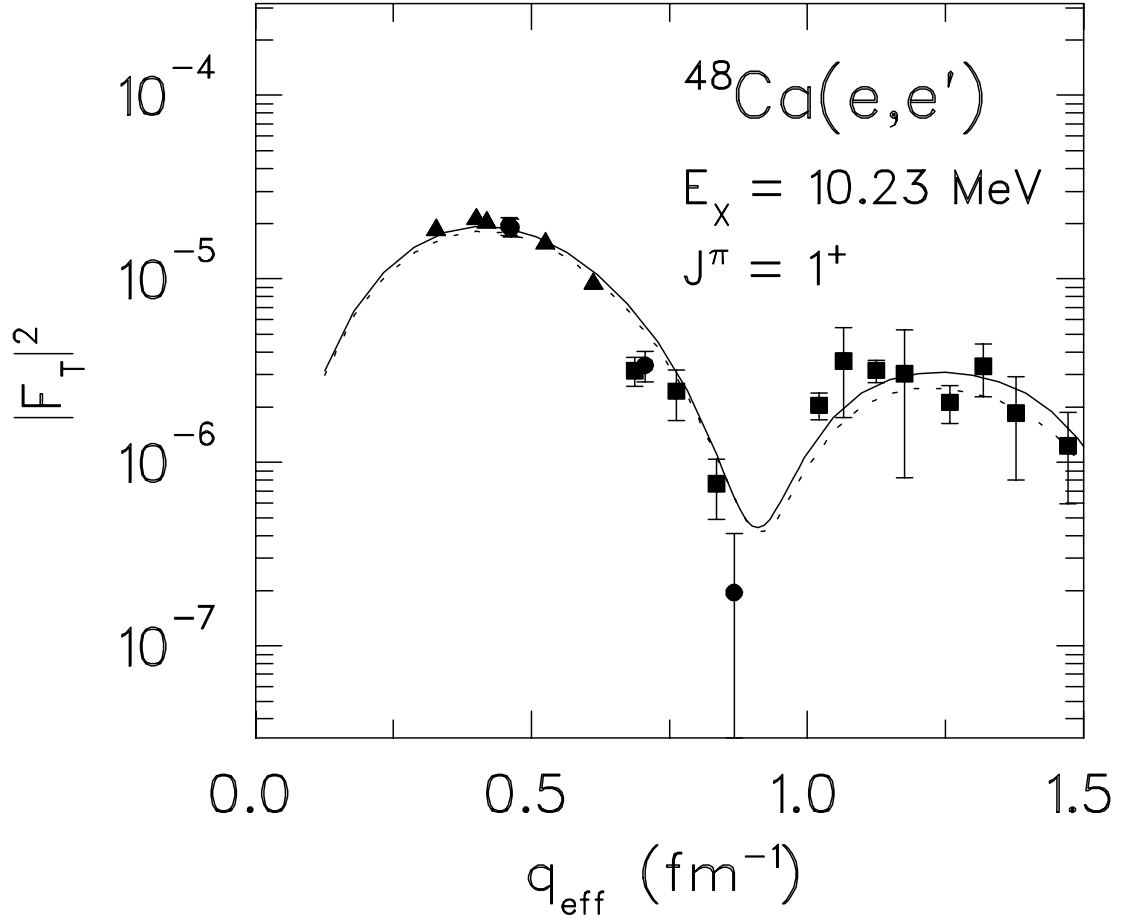


Abb. 11.3: Transversaler Formfaktor der prominenten M1-Anregung bei  $E_x = 10.23 \text{ MeV}$  in  $^{48}\text{Ca}$ . Durchgezogen eingezeichnet ist der Formfaktor, der mit der Restwechselwirkung nach den Gleichungen (11.4) und (11.5) und  $\epsilon = 1.0$  berechnet wurde, punktiert der mit  $\epsilon = 1.6$ . Die experimentellen Daten wurden [62, 129] entnommen.

Wert stimmt recht gut mit den Ergebnissen aus den neuesten Schalenmodellrechnungen für die M1-Stärkeverteilung in den  $N = 28$ -Isotonen [8] und für  $GT$ -Übergänge in der  $fp$ -Schale [9] überein. Da, wie in [10] demonstriert wurde, die Quenching-Faktoren für magnetische Dipol- und Quadrupol-Übergänge übereinstimmen, wurde er als globale Korrektur des Spinanteils aller magnetischen Übergangsoperatoren benutzt.

Außer der Variation der Stärke des  $\rho$ -Mesonen Austausches durch den Parameter  $\epsilon$  sind nun alle Parameter der Wechselwirkung festgelegt. In Abbildung 11.4 ist die aus diesen Rechnungen resultierende M2-Stärkeverteilung für Werte von  $\epsilon = 1.0$ ,

1.2, 1.4 und 1.6 im Anregungsenergiebereich von 5.0 MeV bis 9.0 MeV dargestellt. Alle Rechnungen beschreiben das experimentell gefundene Spektrum von  $J^\pi = 2^-$  Zuständen mit einer isolierten Anregung unterhalb von  $E_x = 7$  MeV und einer Gruppe von Anregungen zwischen  $E_x = 8$  MeV und 9 MeV. Experimentell ist die Multipolarität eines Zustandes bei  $E_x = 6.69$  MeV nicht gesichert, hierbei könnte es sich um einen weiteren  $J^\pi = 2^-$  Zustand handeln.

Im Falle von  $\epsilon = 1.0$  haben die beiden prominenten Übergänge bei  $E_x \approx 6.5$  MeV und  $E_x \approx 8$  MeV eine dominante Einteilchen–Einloch Struktur, wobei die Konfigurationen  $\nu(2p_{1/2}1d_{3/2}^{-1})$  und  $\pi(1f_{7/2}1d_{3/2}^{-1})$  konstruktiv für den niedrigliegenden und destruktiv für den höherliegenden Zustand interferieren. Die Berücksichtigung von weiteren Einteilchen–Einloch und Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen führt zu kleinen, aber durchaus messbaren Änderungen. Bei Vergrößerung von  $\epsilon$  (d. h. bei einer Reduktion der  $\rho$ -Mesonenmasse) verschieben sich die Anregungen zu höheren Anregungsenergien. Dies kann auf die Erhöhung des Spin–Isospin Terms in den Gleichungen (11.4) und (11.5) zurückgeführt werden. Bei einer Restwechselwirkung vom Landau–Migdal Typ (11.2) entspräche dies einer Erhöhung des Parameters  $g'_0$ . Gleichzeitig verringert sich die Anregungsstärke des niedrigliegenden Zustandes, hauptsächlich durch stärkere Mischung mit einer weiteren sehr schwachen Anregung.

Ähnliche Resultate stellen sich im Falle der M4–Übergänge ein. In Abbildung 11.5 sind die Stärkeverteilungen für  $\epsilon = 1.0, 1.2, 1.4$  und  $1.6$  zu sehen. Die zwei eng beieinanderliegenden Übergänge bei Anregungsenergien von 6.4 MeV und 6.6 MeV resultieren aus der Mischung der  $\pi(1f_{7/2}2s_{1/2}^{-1})$  und  $\pi(1f_{7/2}1d_{3/2}^{-1})$  Konfigurationen. Aus den Formfaktorverläufen, die im folgenden diskutiert werden, konnte der niedrigliegende Übergang mit der experimentell bei  $E_x = 6.11$  MeV gefundenen Anregung identifiziert werden. Der Einfluss weiterer Einteilchen–Einloch und Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen ist kleiner als im Falle der M2–Anregungen.

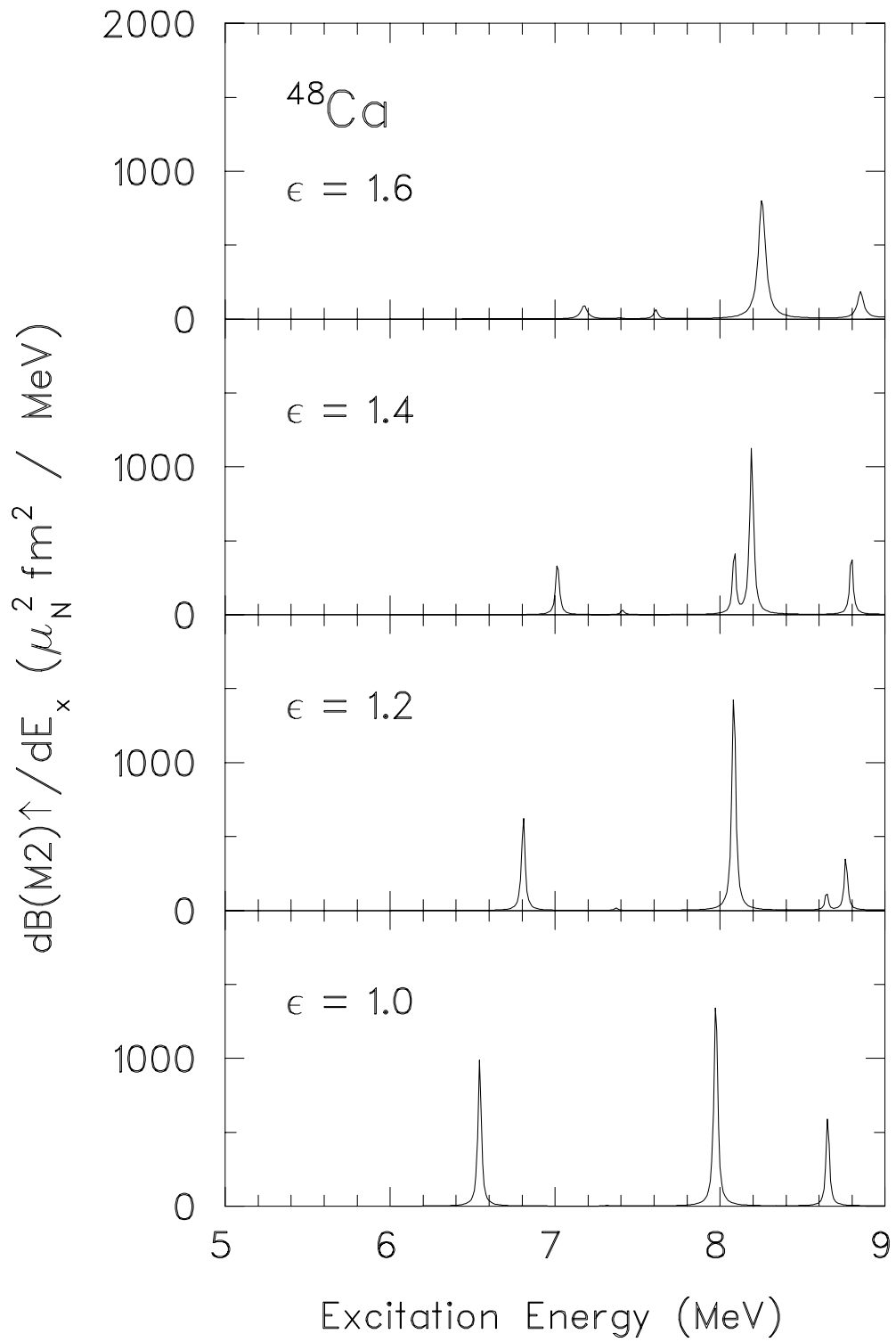


Abb. 11.4:  $B(M2)$ -Stärkeverteilung in  $^{48}\text{Ca}$  für  $E_x = 5.0 - 9.0$  MeV aus der SRPA mit  $\epsilon = 1.0, 1.2, 1.4$  und  $1.6$  .

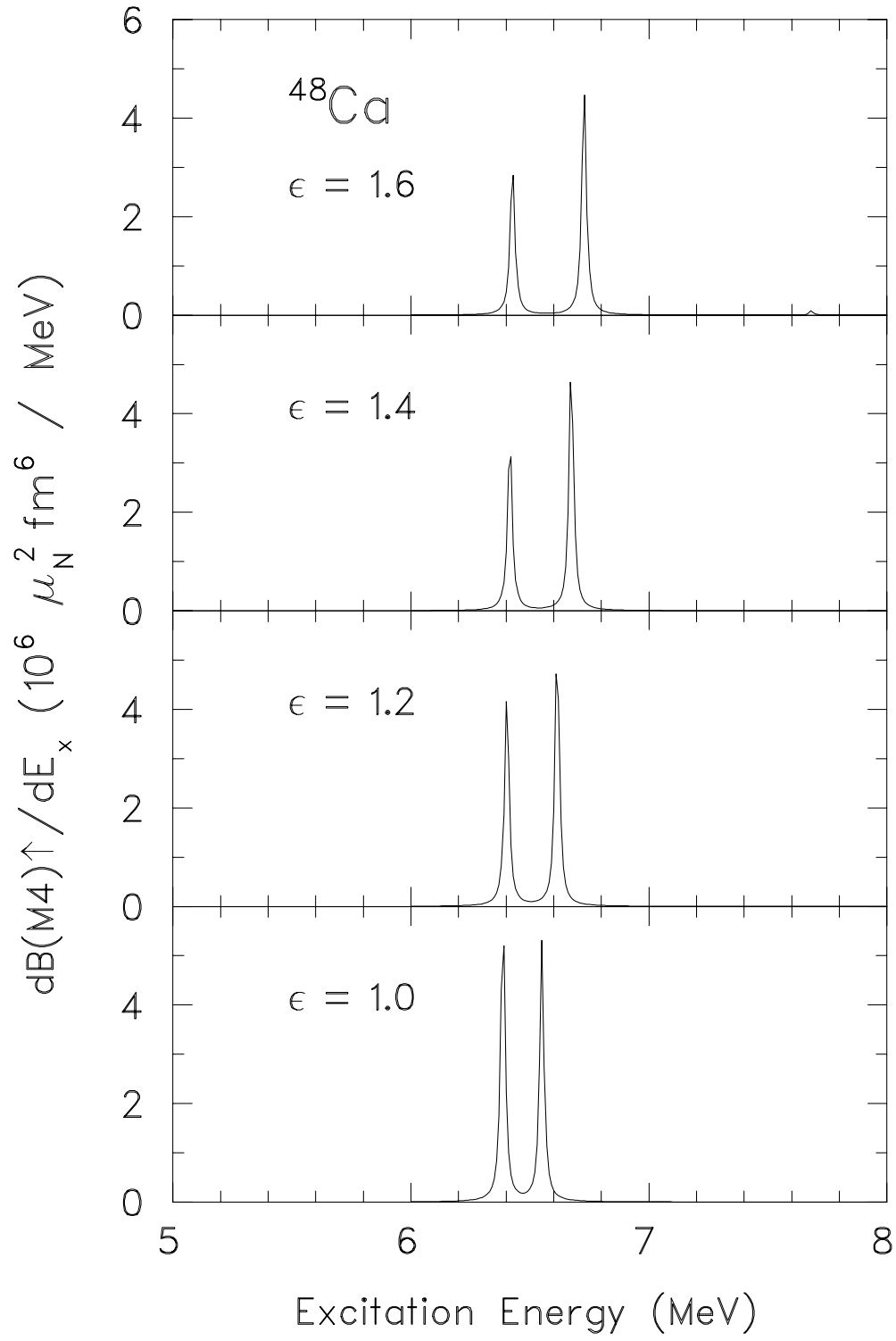


Abb. 11.5:  $B(M4)$ -Stärkeverteilung in  $^{48}\text{Ca}$  für  $E_x = 5.0 - 8.0$  MeV aus der SRPA mit  $\epsilon = 1.0, 1.2, 1.4$  und  $1.6$  .

In Abbildung 11.6 sind die transversalen Formfaktoren für die M4– (oben) und M2–Übergänge (unten) zu den Zuständen bei  $E_x = 6.11$  MeV und  $E_x = 6.89$  MeV für  $\epsilon = 1.0$  (durchgezogen), 1.2 (gestrichelt), 1.4 (strichpunktiert) und 1.6 (gepunktet) dargestellt. Im Falle des M4–Überganges führt die Reduktion von  $m_\rho$  zu einer globalen Verringerung des Formfaktors im gesamten betrachteten Impulsübertragsbereich. Unabhängig von der Wahl von  $\epsilon$  wird das zweite Maximum bei zu hohen Werten von  $q_{eff}$  vorhergesagt. Die beste Beschreibung erhält man für  $\epsilon \approx 1$ . Die berechneten M2–Formfaktoren zeigen eine stärkere Abhängigkeit von  $\epsilon$  für  $q_{eff} = 0.6 - 1.5$  fm $^{-1}$ . Die Höhe des ersten Maximums verringert sich und die Lage des ersten Minimums verschiebt sich bei Vergrößerung von  $\epsilon$  zu kleineren Werten von  $q_{eff}$ . Die beste Beschreibung erhält man für  $\epsilon = 1.0 - 1.2$ . Unabhängig von der Wahl von  $\epsilon$  fällt der Formfaktor bei hohen Impulsüberträgen zu steil ab.

Im Unterschied zu den Rechnungen von [21] sind die aus diesen Rechnungen gewonnenen Formfaktoren sehr viel unempfindlicher gegen die Variation von  $\epsilon$ . Die globale Reduktion des Formfaktors kann auf die Änderung im Spin–Isospin Kanal der Restwechselwirkung oder gleichbedeutend auf die Änderung des Landau–Migdal Parameters  $g'_0$  aufgrund kurzreichweitiger Korrelationen zurückgeführt werden [132]. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Rechnungen könnten daher kommen, dass in [21] die Effekte mesonischer Austauschströme (MEC) explizit berücksichtigt wurden. Die gute Beschreibung des M1–Formfaktors für die Anregung des Zustandes bei  $E_x = 10.23$  MeV in den hier vorgestellten SRPA Rechnungen steht dabei in einem gewissen Gegensatz zu den Resultaten aus [133], die mit dem in [21] vorgestellten Modell gewonnen wurden.

Um die Abhängigkeit der Resultate der Formfaktoranalyse von der verwendeten Restwechselwirkung weiter zu untersuchen, wurden weitere SRPA Rechnungen mit unterschiedlichen Kräften durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 11.7 zu sehen sind. Als durchgezogene Kurve ist wieder die bisher verwendete Kraft mit  $\epsilon = 1.0$  zu sehen, mit einer gestrichelten Linie ist der Formfaktor aus der Rechnung mit der vollen M3Y–Wechselwirkung [128] – bei der allerdings Austauschsterme vernachlässigt wurden – dargestellt. Gepunktet ist der Formfaktor unter Verwendung des Spin–Isospin Kanals der M3Y–Wechselwirkung unter Berücksichtigung aller Austauschsterme in der SRPA dargestellt.

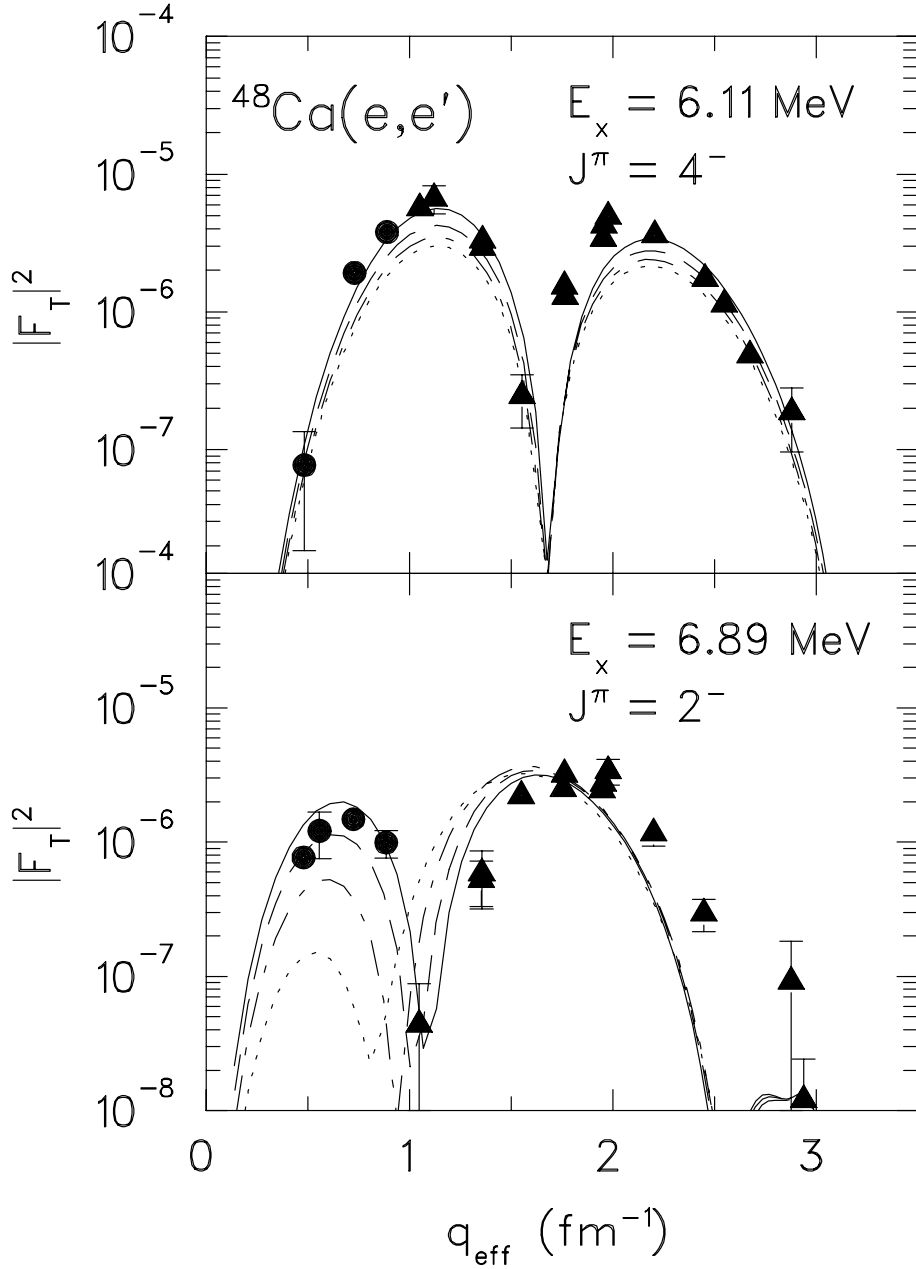


Abb. 11.6: Transversale Formfaktoren der M4- und M2-Übergänge zu den niedrigliegenden  $J^\pi = 4^-$  und  $2^-$  Zuständen in  $^{48}\text{Ca}$  gemessen am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC (Kreise) und am MIT [121] (Dreiecke). Die Kurven sind die berechneten Formfaktoren mit  $\epsilon = 1.0$  (durchgezogen),  $\epsilon = 1.2$  (gestrichen),  $\epsilon = 1.4$  (punktiert) und  $\epsilon = 1.6$  (strichpunktiert).

Die globale Erhöhung des M4-Formfaktors für die zwei letzteren Wechselwirkungen liegt an der etwas stärkeren Amplitude für die  $\pi(1f_{7/2}2s_{1/2}^{-1})$  Konfiguration.

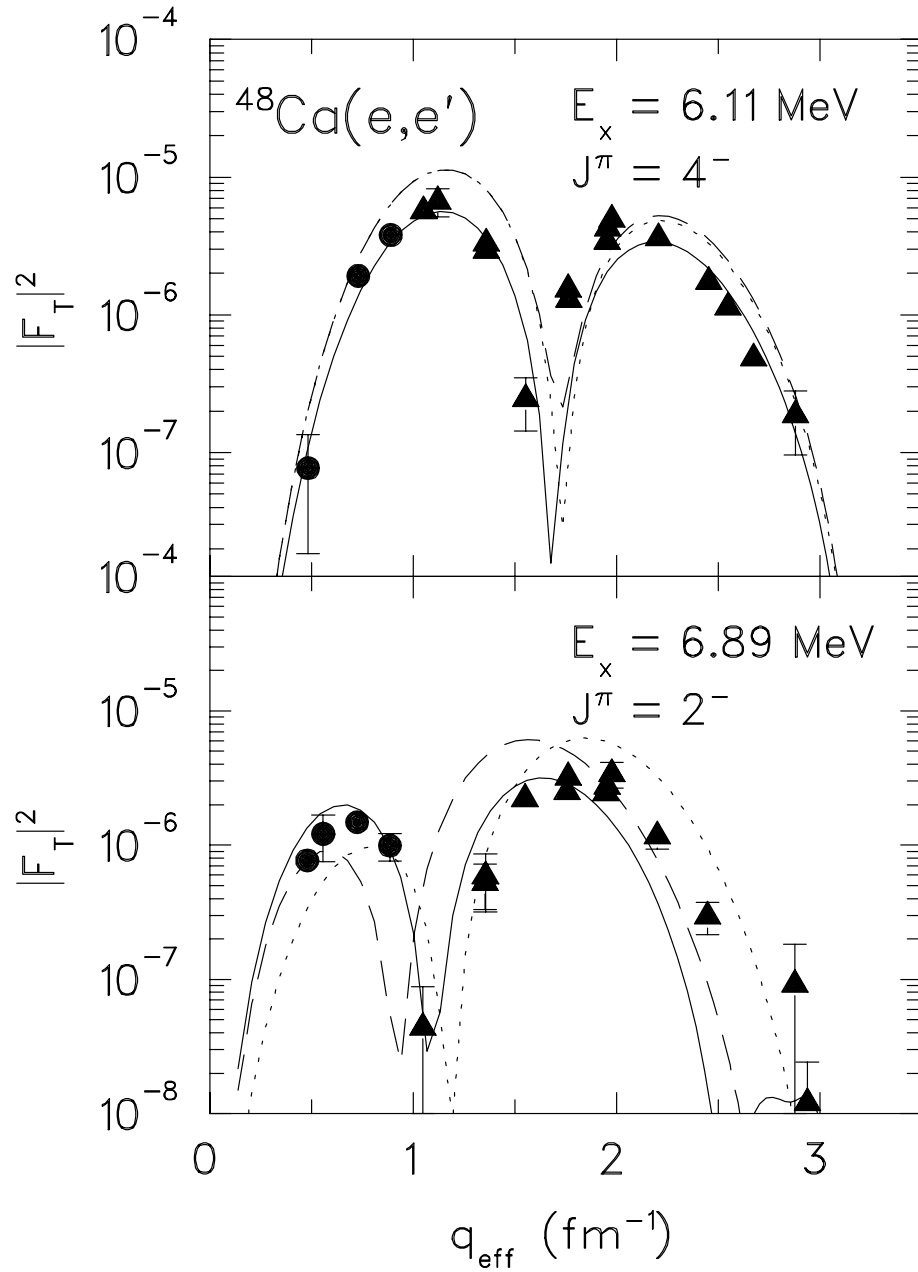


Abb. 11.7: Abhängigkeit der transversalen Formfaktoren von der Wahl der Restwechselwirkung. Durchgezogen:  $\epsilon = 1.0$ , gestrichelt: M3Y–Wechselwirkung ohne Austauschsterme, gepunktet: Spin–Isospin Kanäle der M3Y.

Beim M2–Formfaktor fällt zusätzlich die Abhängigkeit der Lage des ersten Minimums von der Wechselwirkung auf. Die Struktur des Überganges wird auch hier wieder von den Konfigurationen  $\nu(2p_{1/2}1d_{3/2}^{-1})$  und  $\pi(1f_{7/2}1d_{3/2}^{-1})$  dominiert. Bei Rechnungen mit der M3Y–Wechselwirkung ohne Austauschsterme kommt zusätz-

lich noch die Konfiguration  $\nu(2p_{1/2}1d_{5/2}^{-1})$  zum Tragen, während bei den Rechnungen mit dem Spin–Isospin Anteil der M3Y die Konfiguration  $\pi(1f_{7/2}1d_{5/2}^{-1})$  für die Änderung des Formfaktors, insbesondere die Verschiebung des ersten Minimums zu größeren Werten von  $q_{eff}$  verantwortlich ist.

Die Abhängigkeit der transversalen Formfaktoren von Änderungen der Restwechselwirkung sind in der gleichen Größenordnung wie die Variation von  $\epsilon$  und damit von  $m_\rho$ . Dabei sind aber alle Restwechselwirkungen in der Lage, die globalen Eigenschaften der magnetischen Übergänge in  $^{48}\text{Ca}$  und den starken M1–Übergang bei  $E_x = 10.23$  MeV gleich gut zu beschreiben.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass Elektronenstreuexperimente bei niedrigen Impulsüberträgen, wie sie am  $180^\circ$ –System des S–DALINAC durchgeführt werden können, die notwendige Sensitivität besitzen, um auch Feinheiten der Restwechselwirkung zu testen. Im hier beschriebenen Fall der Medium–Modifikation der Vektormesonmassen zeigt sich, dass die Reduktion der Vektormesonmassen nur ein sehr kleiner Effekt sein kann. Die Formfaktoranalysen legen Werte für  $\epsilon$  von 1.0 bis 1.2 nahe. Dieses Ergebnis ist aber modellabhängig, aus ihm auf eine Massenabhängigkeit der Medium–Effekte zu schließen, ist nicht sinnvoll. Es wäre sehr interessant, diesen Effekt mit Formfaktoren zu analysieren, die aus SRPA Rechnungen stammen, die sowohl eine dichteabhängige Skalierung der Mesonenmassen als auch den Einfluss von mesonischen Austauschströmen auf den Formfaktor berücksichtigen.



## 12 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Elektronenstreuexperimente an  $^{58}\text{Ni}$  unter einem Streuwinkel  $\theta = 180^\circ$  gemessen. Diese zwei Messungen stellen den Ausgangspunkt für weitere Experimente am  $180^\circ$ -System des S-DALINAC dar. Zur Beantwortung der wesentlichen physikalischen Fragestellungen dieses Experimentes, der vollständigen Bestimmung der M2-Stärkeverteilung in  $^{58}\text{Ni}$  und der Suche nach der Spin-Dipol Resonanz, müssen die weiteren geplanten Teilmessungen noch durchgeführt werden. Die Bestimmung des physikalischen Untergrundes kann bei der maximal erreichbaren Energieauflösung von 75 keV nur mit Hilfe von statistischen Methoden erfolgen, da im gesamten Anregungsbereich oberhalb von ca. 6 MeV die Zustandsdichte so groß ist, daß einzelne Zustände nicht mehr aufgelöst werden können. Voraussetzung für diese Methoden ist aber, dass eine Multipolentfaltung der Spektren in alle beteiligten Multipolordnungen möglich ist. Aus der Analyse der zwei Spektren ergibt sich, dass neben magnetischen Dipol- und Quadrupol-Übergängen auch M3-Anregungen und E2-Anregungen berücksichtigt werden müssen.

Eine Verbesserung der Energieauflösung würde die Analyse der Spektren erleichtern. Dazu müssten zum einen dünnere Targets bei höheren Strahlströmen verwendet werden, zum anderen müsste die Energieauflösung des Elektronenstrahls verbessert werden. Bei höheren Strahlströmen muss auch die Stabilität und die Emittanz des Elektronenstrahls optimiert werden, da ansonsten der apparative Untergrund zunehmen würde.

Als sehr vielversprechend erweist sich die kombinierte Analyse von Ergebnissen aus der Elektronenstreuung und aus der Protonenstreuung. Damit konnte ein direkter Hinweis auf die Anregung der Twist-Mode in  $^{58}\text{Ni}$  gefunden werden. Auch für die Identifizierung der Spin-Dipol Resonanz wird eine kombinierte Analyse unerlässlich sein.

Eine modellunabhängige Analyse der Daten aus den Elektronenstreuexperimenten ist nur sehr eingeschränkt möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die SRPA im Stande ist, die transversalen Formfaktoren für magnetische Anregungen und die globale Strukturen der Stärkeverteilungen wiederzugeben. Allerdings ist für eine quantitative Analyse die Berücksichtigung von gebroche-

nen Besetzungszahlen und von Paarungskräften notwendig.

Die Untersuchung der in den Spektren auftretenden Energieskalen ist ein weiteres vielversprechendes Forschungsgebiet. Die Entropie–Index Methode ist hierfür ein sehr gut geeignetes Werkzeug. Bei den untergrundbehafteten Spektren aus der Elektronenstreuung sind damit alle Skalen zugänglich, die größer als die experimentelle Energieauflösung und kleiner als die kleinste vom Untergrundverlauf abhängige Energieskala sind. Mit dieser Methode wurde eine charakteristische Energieskala von 200 – 250 keV in  $^{58}\text{Ni}$  gefunden. Eine solche Energieskala kann mit der Ankopplung von komplexen Zweiteilchen–Zweiloch Konfigurationen an die kollektiven Moden erklärt werden.

Am Beispiel der niedrigliegenden  $J^\pi = 2^-$  und  $J^\pi = 4^-$  Zustände in  $^{48}\text{Ca}$  wurde der Einfluss von Medium–Effekten auf transversale Formfaktoren untersucht. Die Empfindlichkeit der Experimente am  $180^\circ$ –System des S–DALINAC ist so groß, dass auch diese kleinen Effekte studiert werden können. Mögliche Werte für den Skalierungsparameter  $\epsilon$  liegen im Bereich zwischen 1.0 und 1.2; dies entspricht einer maximalen Reduktion der  $\rho$ –Mesonenmasse von 9%. Die Analyse solcher Effekte ist allerdings stark modellabhängig, so dass hier die Anwendung der besten verfügbaren Kernmodellen unabdingbar ist.

# A Ericson–Fluktuationen in der Reaktion (e, e')

Die Niveaudichte wächst in den Atomkernen mit zunehmender Anregungsenergie  $E_x$  rasch an. In dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kern  $^{58}\text{Ni}$  ist schon bei Anregungsenergien von 7 MeV der mittlere Niveauabstand  $D$  für Zustände einer Multipolarität vergleichbar mit einer in der Elektronenstreuung typischen experimentellen Energieauflösung  $\Delta E$  von 50 – 100 keV. Die einzelnen Zustände können damit nicht mehr voneinander getrennt und individuell analysiert werden. Übergänge mit kleiner Übergangsstärke werden nicht erkannt und ihr Wirkungsquerschnitt kann unter Umständen nicht vom Untergrund getrennt werden.

Allerdings kommt es durch die Überlagerung dieser Niveaus zu Fluktuationen im Spektrum, die zum Beispiel mit Hilfe von Autokorrelationsanalysen untersucht werden können. Bei diesen Fluktuationen muß zwischen zwei Fällen unterschieden werden.

Im ersten Fall ist die mittlere Zerfallsbreite der individuellen Zustände  $\Gamma$  kleiner als der mittlere Niveauabstand  $D$ . Die Fluktuationen stammen aus der inkohärenten Überlagerung der einzelnen Zustände. Solche Fluktuationen wurden als erstes bei  $\beta$ -verzögerten Teilchenemissionsspektren analysiert [91]. Hierzu wurde ein Autokorrelationsverfahren vorgeschlagen, dass dann auch auf die Analyse anderer Arten von Spektren angewendet werden konnte, insbesondere konnte es auch für die Analyse von Daten aus der inklusiven Elektronenstreuung benutzt werden [107, 134]. Diese Fluktuationen werden oft auch als Porter–Thomas Fluktuationen bezeichnet.

Im umgekehrten Fall,  $\Gamma > D$ , kommt es zu einer kohärenten Überlagerung der Zustände, man spricht hierbei von Ericson–Fluktuationen [108]. In diesem Falle bezeichnet  $\Gamma$  die mittlere Kohärenzbreite der Niveaus.

Im folgenden wird untersucht, wie stark sich Ericson–Fluktuationen im Falle der inklusiven Elektronenstreuung auswirken, und in welchen Fällen sich damit ein Verfahren zur Bestimmung des Untergrundes finden lässt, das analog zu den Verfahren in [107, 134] die Fluktuationen in den Anregungsenergiespektren mit den Niveaudichten und den Zerfallsbreiten in den untersuchten Kernen in Verbindung bringt.

## A.1 Niveaudichten und Kohärenzbreiten

Voraussetzung für die Entwicklung eines Verfahrens zur Trennung des nichtfluktuierenden Untergrundes von dem fluktuierenden Wirkungsquerschnitt ist die Verfügbarkeit von geeigneten, experimentell abgesicherten Modellen zur Niveaudichte und zur Kohärenzbreite der untersuchten Kerne.

Für die Abschätzung der Niveaudichten bei Anregungsenergien bis zu 20 MeV hat sich das sogenannte „back shifted“ Fermi–Gas Modell [135–137] bewährt [138]. Es stellt eine semiempirische Modifikation der Bethe–Formel [139] dar und berücksichtigt phänomenologisch den Einfluss von Paarungs- und Schalenabschlusseffekten.

Die Niveaudichte als Funktion von Anregungsenergie  $E_x$  und Spin  $J$  ergibt sich darin zu

$$\rho(E_x, J) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{2J+1}{\sigma a^{1/4}} \frac{\exp\left[2\sqrt{a(E_x - \Delta)} - J(J+1)/(2\sigma^2)\right]}{(E_x - \Delta + t)^{5/4}}. \quad (\text{A.1})$$

Die thermodynamische Temperatur  $t$  ist durch

$$E_x - \Delta = at^2 - t \quad (\text{A.2})$$

definiert. Der sogenannte Spinabschneideparameter

$$\sigma^2 = \frac{It}{\hbar^2} \quad (\text{A.3})$$

hängt vom Trägheitsmoment des als starren Rotators betrachteten Kerns ab. Die Parameter  $a$  und  $\Delta$  beschreiben dabei die Dichte der Einteilchenzustände an der Fermikante und die energetische Verschiebung des Grundzustandes aufgrund von Schalenabschluss- und Paarungseffekten. Diese beiden Parameter werden als freie Parameter behandelt und empirisch bestimmt.

Aus systematischen Untersuchungen im Massenbereich  $40 < A < 63$  kann für gerade–gerade Kerne

$$a \text{ (MeV}^{-1}\text{)} = 2.40 + 0.067A \quad (\text{A.4})$$

und

$$\Delta \text{ (MeV)} = -130A^{-1} + 25.6A^{-1/2} \quad (\text{A.5})$$

abgeschätzt werden [135, 137]. Die Unsicherheit in  $a$  wird mit 6% angegeben, die in  $\Delta$  mit 0.5 MeV. Diese Werte sind auch kompatibel mit den Ergebnissen aus [140]. In jüngster Zeit sind Zustandsdichten in Kernen der  $fp$ -Schale auch im Rahmen von Monte Carlo Schalenmodell Rechnungen untersucht worden, im Falle von  $^{58}\text{Ni}$  sind diese Rechnungen aber bisher nur für die total Zustandsdichte durchgeführt worden [141].

In Abbildung A.1 ist der mittlere Niveauabstand und die Kohärenzbreite  $\Gamma$  als Funktion der Anregungsenergie für Zustände mit  $J^\pi = 2^-$  in  $^{58}\text{Ni}$  dargestellt.

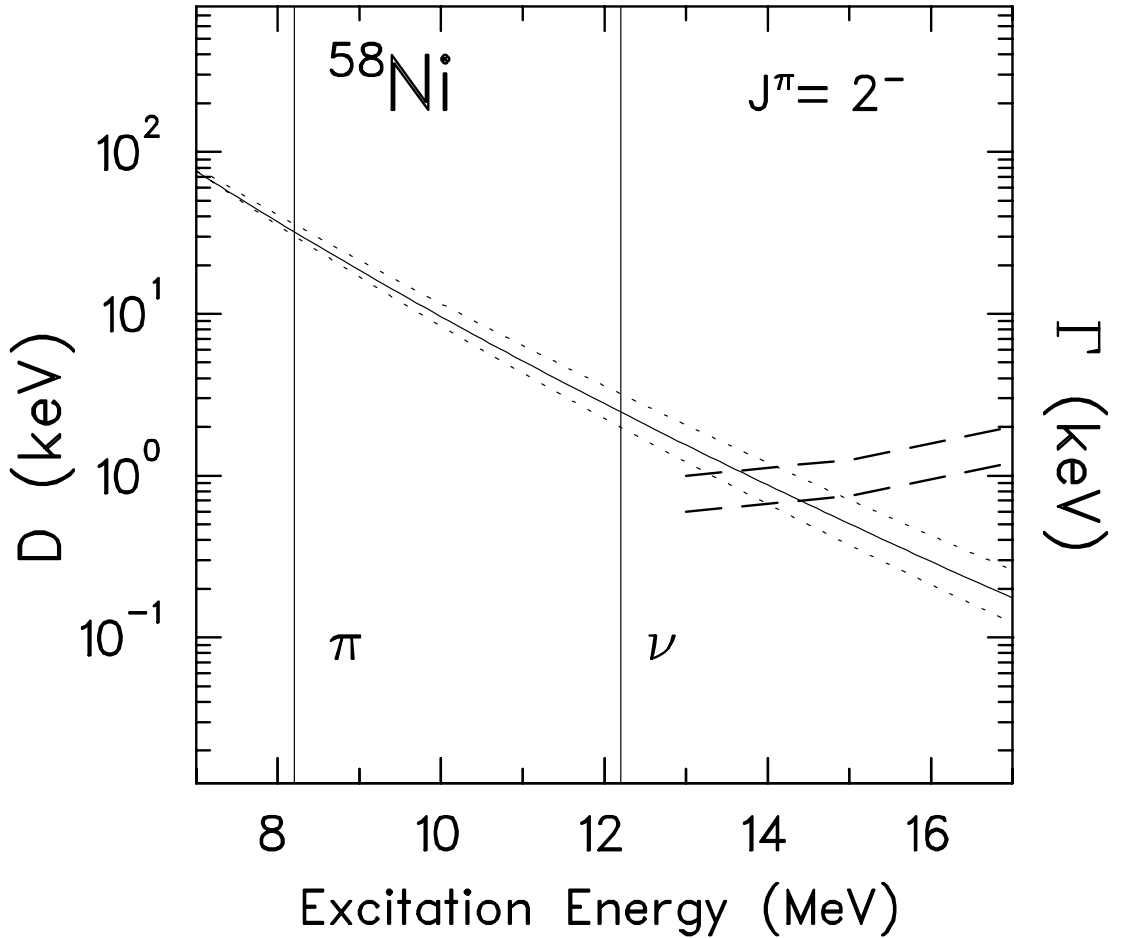


Abb. A.1: Mittlerer Niveauabstand für  $J^\pi = 2^-$  Zustände in  $^{58}\text{Ni}$  als Funktion der Anregungsenergie. Kurz gestrichelt eingezeichnet wurden die Dichten, die man erhält, wenn man die Parameter  $a$  und  $\Delta$  im Rahmen der angegebenen Bandbreite variiert. Lang gestrichelt eingezeichnet ist die mittlere Kohärenzbreite [142], die senkrechten Linien deuten die Schwelle für Protonen- und Neutronenemission an.

Hierbei wurde angenommen, dass die Zustandsdichte für Niveaus ungleicher Parität gleich groß ist. Die Schwelle für Emission von  $\alpha$ -Teilchen liegt bei 6.4 MeV, für Protonen bei 8.2 MeV und für Neutronen bei 12.2 MeV. Die Kohärenzbreite in  $^{58}\text{Ni}$  ist nicht bekannt. Systematische Untersuchungen an einer Vielzahl von Kernen in diesem Massenbereich zeigen, dass bei einer Anregungsenergie von 15 MeV in den benachbarten Kernen die Kohärenzbreite typischerweise 1 keV beträgt [142].

Aus diesen Überlegungen ergibt sich, dass oberhalb einer Anregungsenergie von 14 MeV mit Ericson-Fluktuationen gerechnet werden muss.

## A.2 Compoundkernreaktionen

Im Bild der Compoundkernreaktionen läßt sich die Reaktion  $(e, e')$  wie folgt beschreiben: Die Anregung des Kernes erfolgt durch Absorption eines virtuellen  $\gamma$ -Quants. Durch den Nachweis des gestreuten Elektrons und Messung dessen Impulses ist auch die Energie des  $\gamma$ -Quants und damit die Anregungsenergie im Kern bekannt. Durch die Wahl einer geeigneten Kinematik werden selektiv nur Zustände mit bestimmter Parität und bestimmtem Drehimpuls angeregt. Bei der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Reaktion  $(e, e')$  unter  $180^\circ$  bei Elektreneineinschussenergien von 50 – 70 MeV befindet man sich im Maximum des M2-Formfaktors, den größten Beitrag am Wirkungsquerschnitt liefern somit  $J^\pi = 2^-$  Zustände, daneben tragen aber auch noch solche mit  $J^\pi = 1^+, 2^+$  und  $3^+$  bei. In den folgenden Überlegungen werden letztere zunächst vernachlässigt.

Bei Compoundkernreaktionen „equilibriert“ der Kern, bevor er zerfällt, d. h. die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist hinreichend groß, dass sich die Anregungsenergie – die über einen Einteilchen-Einloch-Prozess zugeführt wurde – über alle Nukleonen verteilen kann. Der angeregte Kern gelangt erst ins thermodynamische Gleichgewicht und zerfällt dann statistisch: Alle Zustände innerhalb der Kohärenzbreite  $\Gamma$  um die Anregungsenergie  $E_x$  tragen kohärent zum Wirkungsquerschnitt bei. Sind die Übergangsamplituden für den Zerfall aus einem Compoundkernzustand in einen definierten Endkanal normalverteilt, so ergibt

sich die normierte Autokorrelationsfunktion [108, 143, 144]

$$C(\epsilon) = \frac{\langle \sigma(E) \sigma(E + \epsilon) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E + \epsilon) \rangle} - 1 \quad (\text{A.6})$$

zu

$$C(\epsilon) = \frac{1}{1 + (\epsilon/\Gamma)^2}. \quad (\text{A.7})$$

Hierbei ist  $\sigma(E)$  der Wirkungsquerschnitt und  $E$  die Projektilenergie. In unserem Beispiel stimmt sie bei Vernachlässigung des Rückstoßes mit der Anregungsenergie überein. Die Beziehung gilt nur für untergrundfreie Spektren und den Zerfall in einen einzigen Endkanal. Auch wurden magnetischen Unterzustände im angeregten Zwischenzustand und im Endkanal nicht berücksichtigt.

### A.3 Anzahl der offenen Kanäle

Bei inklusiven Elektronenstreuexperimenten wird der Zerfall des Kernes nicht detektiert, der gemessene Wirkungsquerschnitt ist somit die inkohärente Summe über alle Endkanäle. In der Autokorrelationsfunktion führt dies zu einem Dämpfungsfaktor  $1/N$ , wobei  $N$  gerade die Anzahl der offenen Kanäle ist.

Im Falle von  $^{58}\text{Ni}$  ist bei einer Anregungsenergie oberhalb von 12.2 MeV der Zerfall über  $\gamma$ -, Protonen-, Neutronen- und  $\alpha$ -Emission energetisch erlaubt. Im Rahmen des statistischen Modells wurden deswegen Hauser-Feshbach Rechnungen mit dem Programm Cascade [145] durchgeführt, um so die Anzahl der bevölkerten Endzustände zu bestimmen. In einem stark vereinfachenden Modell wurde davon ausgegangen, dass nur Zustände mit  $J^\pi = 2^-$  und Isospin  $T = T_0 + 1$  angeregt wurden. Die Berücksichtigung von Zuständen mit anderen Quantenzahlen ist prinzipiell genauso möglich und würde die Anzahl der offenen Kanäle noch weiter erhöhen. Für eine Anregungsenergie von 17 MeV ergab sich, dass nur der Zerfall über Protonen berücksichtigt werden muss. Die emittierten Protonen haben dabei Energien von 3.3 – 6.7 MeV, das entspricht Anregungsenergien von 2.1 – 5.5 MeV im Restkern  $^{57}\text{Co}$ . In Tabelle A.1 ist die Anzahl der Zustände mit unterschiedlichen Drehimpulsen dargestellt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Compoundkern mit Spin  $J_C$  in einen Tochterkern mit Spin  $J'$  und ein Teilchen  $x$  mit der Energie  $\epsilon_x$  zerfällt, ist gegeben durch [146]

$$R_x d\epsilon_x = \Gamma_x(\epsilon_x) \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\rho'(E', J')}{\rho(E, J_C)} \sum_{S=|J'-S_x|}^{J'+S_x} \sum_{l=|J_C-S|}^{J_C+S} T_l^x(\epsilon_x) d\epsilon_x. \quad (\text{A.8})$$

Hierbei sind  $E, E'$  die Anregungsenergien,  $\rho, \rho'$  die Niveaudichten von Ausgangs- und Restkern,  $S_x$  ist der Spin und  $l$  der Bahndrehimpuls des emittierten Teilchens. Die Transmissionskoeffizienten  $T_l^x$  wurden wieder mit dem Hausser–Feshbach–Programm Cascade berechnet. Die Summe wurde allerdings nicht ausgewertet, sondern durch folgende Überlegung abgeschätzt:

In unserem Beispiel wird die Summe bei niedrigen Anregungsenergien vom Transmissionskoeffizienten  $T_{l=0}$  dominiert, bei höheren Energien nimmt  $T_{l=1}$  ähnlich große Werte wie  $T_{l=0}$  an. Die Transmissionskoeffizienten  $T_{l=2}$  und  $T_{l=3}$  sind in dem betrachteten Energiebereich um mindestens einen Faktor 3 kleiner als  $T_{l=1}$ . Für Restkerne mit  $J' = 3/2$  und  $5/2$  tritt in der Summe (A.8)  $T_{l=0}$  einmal,  $T_{l=1}$  zweimal auf, die Zustandsdichten sind in beiden Fällen vergleichbar. Für  $J' = 1/2$  und  $J' = 7/2$  trägt nur  $T_{l=1}$  bei, die Zustandsdichte ist zumindest im ersten Fall kleiner. Deswegen wurden im folgenden nur noch die Endkanäle mit  $J' = 3/2$  und  $J' = 5/2$  berücksichtigt, da die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in die übrigen Kanäle mindestens um einen Faktor 6 unterdrückt ist.

## A.4 Spinkanäle

In den vorherigen Abschnitten wurde die Tatsache nicht berücksichtigt, dass es in der Regel mehrere Möglichkeiten gibt, die Drehimpulse der beteiligten Teilchen miteinander zu koppeln. Da diese Kanäle nicht miteinander interferieren können, müssen sie als unabhängige oder effektive Kanäle behandelt werden. Die Anzahl der effektiven Kanäle hängt vom Emissionswinkel des emittierten Teilchens ab.



Für einen Endzustand ist sie gegeben durch [143]

$$\frac{1}{N_{eff}(\theta)} = \frac{\sum_{tt'} W_{tt'}^2(\theta) \frac{T_{l_i} T_{l_f} T_{l'_i} T_{l'_f}}{\sum T_{l''} \sum T_{l''}}}{\sum_{tt'} W_{tt}(\theta) W_{t't'}(\theta) \frac{T_{l_i} T_{l_f} T_{l'_i} T_{l'_f}}{\sum T_{l''} \sum T_{l''}}} . \quad (\text{A.9})$$

Hierbei sind die  $T_l$  wieder Transmissionskoeffizienten,  $\theta$  ist der Emissionswinkel des emittierten Teilchens relativ zur Einfallsrichtung des Projektils. Die Größen  $W_{tt}(\theta)$  beschreiben die Winkelverteilung und sind z. B. in [143] definiert. Bei inklusiven Streuexperimenten muss  $N_{eff}(\Theta)$  über den vollen Raumwinkel gemittelt werden. Auf die aufwändige numerische Integration kann aber für eine Abschätzung verzichtet werden, das Integral kann mit Hilfe folgender Überlegung abgeschätzt werden:

Für Emissionswinkel von  $40^\circ$  bis  $140^\circ$  ist  $N_{eff}$  nahezu konstant [147] und kann durch den Wert bei  $90^\circ$  angenähert werden. Nach [148] gilt

$$\frac{1}{N_{eff}(90^\circ)} = \frac{1}{2} (2J+1)(2j+1)(2J'+1)(2j'+1). \quad (\text{A.10})$$

Hierbei sind  $J, j, J', j'$  die Drehimpulse von Target, Projektil, Restkern und emittiertem Teilchen. In unserem Fall ist das Projektil ein  $\gamma$ -Quant, das nur die magnetischen Unterzustände  $m = \pm 1$  annehmen kann, deswegen wird der Faktor  $(2j+1)$  für das Projektil zwei.

Bei einem Winkel von  $0^\circ$  oder  $180^\circ$  läßt sich die Anzahl der magnetischen Unterzustände aus der Erhaltung der z-Komponente des Drehimpulses bestimmen [149]. Dazu muss abgezählt werden, bei welchen Kombinationen der Drehimpulse die Bestimmungsgleichung

$$(2J+1) + (2j+1) = (2J'+1) + (2j'+1) \quad (\text{A.11})$$

eingehalten wird. Wegen der Zeitumkehrinvarianz des Problems reduziert sich die Anzahl der effektiven Kanäle auf die Hälfte.

Mit den Gleichungen (A.10) und (A.11) wurde  $N_{eff}(\Theta)$  bestimmt und nach dem in [147] beschriebenen Verfahren  $N_{eff}$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.1 zusammenfasst.

Somit ergibt sich die Autokorrelationsfunktion zu

$$C(\epsilon) = \frac{1}{N_{eff}^{(tot)}} \frac{1}{1 + (\epsilon/\Gamma)^2} , \quad (\text{A.12})$$

mit

$$N_{eff}^{(tot)} = \sum_{J'} \sum_{i=1}^N N_{eff} . \quad (\text{A.13})$$

Bei dem in Anhang A.1 beschriebenen Beispiel  $^{58}\text{Ni}$  ergibt sich als untere Schranke für  $N_{eff}^{(tot)} = 615$ .

| $J'$ | $N$ | $N_{eff}(0^\circ, 180^\circ)$ | $N_{eff}(90^\circ)$ | $N_{eff}$ | $NN_{eff}$ |
|------|-----|-------------------------------|---------------------|-----------|------------|
| 1/2  | 16  | 1                             | 4                   | 3.45      | 57         |
| 3/2  | 30  | 2                             | 8                   | 6.9       | 207        |
| 5/2  | 40  | 2                             | 12                  | 10.2      | 408        |
| 7/2  | 42  | 2                             | 16                  | 13.4      | 563        |

Tab. A.1: Werte für  $N_{eff}$  bei  $\Theta = 0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $180^\circ$ , sowie über alle Winkel gemittelt für verschiedene Endzustände  $J'$ . Außerdem ist die Anzahl  $N$  der Zustände im Energieintervall von  $E_x = 2.1$  MeV bis 5.5 MeV in  $^{57}\text{Co}$  mit dem Drehimpuls  $J'$  angegeben.

## A.5 Energieauflösung

Bisher wurden nur Autokorrelationsfunktionen idealisierter Spektren betrachtet. Bei Elektronenstreuexperimenten beträgt die Energieauflösung  $\Delta E$  zwischen 30 und 100 keV, ist also sehr viel größer als die Kohärenzbreite  $\Gamma$ . Dies führt in Gleichung (A.12) zu einem weiteren Dämpfungsfaktor [150]

$$\frac{1}{1 + \frac{\Delta E}{\pi \Gamma}} . \quad (\text{A.14})$$

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment an  $^{58}\text{Ni}$  betrug die Energieauflösung 75 keV, bei einer Kohärenzbreite von 1.5 keV wird die Autokorrelationsfunktion um einen Faktor 17 abgeschwächt. Daneben werden durch die Energieauflösung alle Korrelationen auf kleineren Energieskalen unterdrückt. Numerische Simulationen haben gezeigt, dass die Kohärenzbreite  $\Gamma$  in Gleichung (A.12) durch eine effektive Breite  $\Gamma_{eff}$  ersetzt werden muss, die die quadratische Summe aus  $\Gamma$  und  $\Delta E$  ist. Durch die Autokorrelationsanalyse von Elektronenstreuungsspektren kann deswegen nur eingeschränkt auf die Kohärenzbreite  $\Gamma$  geschlossen werden. In der Regel wird nur eine obere Grenze bestimmt werden können.

## A.6 Begrenzter Datenbereich

Bei der Definition der Autokorrelationsfunktion nach Gleichung (A.6) wird über ein unendlich großes Energieintervall gemittelt. Bei der Berechnung der Autokorrelationsfunktion aus dem experimentellen Spektrum ist dies nicht möglich, da nur ein endlicher Anregungsenergiebereich  $\Delta I$  untersucht werden kann.

Dadurch ergibt sich eine Unsicherheit in der Autokorrelationsfunktion, die für  $\epsilon = 0$  in [151] mit

$$\frac{dC(0)}{C(0)} = \sqrt{\frac{\pi\Gamma(1 + C(0))}{\Delta I}} \quad (\text{A.15})$$

angegeben wird. In dieser Gleichung wurde der Effekt der experimentellen Energieauflösung nicht berücksichtigt. Numerische Rechnungen haben gezeigt, dass auch hier  $\Gamma$  durch  $\Gamma_{eff}$  ersetzt werden muss. Dieselben Rechnungen zeigen auch, dass die Beziehung auch für  $\epsilon \neq 0$  gilt.

## A.7 Zählratenstatistik

Der Wert von  $C(0)$  wird auch durch die endliche Zählratenstatistik beeinflusst. Dieser Beitrag ist additiv und es gilt

$$C(0) = C_{Phys}(0) + C_{Statistik}(0) . \quad (A.16)$$

Der Beitrag aus der Statistik ist gleich dem Kehrwert der Kanalzählrate. Um diesen Beitrag zu reduzieren, darf das Spektrum durch Faltung mit einer Gaußfunktion vorgeglättet werden. Solange die Breite dieser Gaußfunktion kleiner als die Energieauflösung  $\Delta E$  ist, geht dabei keine Information verloren, gleichzeitig werden alle Kanäle innerhalb dieser Breite zusammengefasst. Da die aus der begrenzten Statistik stammenden Fluktuationen nicht korreliert sind, tragen sie für  $\epsilon \neq 0$  nicht zur Autokorrelationsfunktion bei.

## A.8 Untergrund

Alle bisherige Überlegungen bezogen sich auf untergrundfreie Spektren. In der Elektronenstreuung müssen aber mehrere Untergrundquellen in Betracht gezogen werden:

- apparativer Untergrund
- Strahlenschwanz der elastischen Linie und aller inelastischen Anregungen
- direkte Reaktionen

Alle diese Punkte führen zu einem nichtfluktuierenden, nur schwach von der Anregungsenergie abhängigen Untergrund. Das Signal–zu–Untergrund Verhältnis kann aber in der Elektronenstreuung durchaus im Bereich von 1 zu 100 oder schlechter liegen. Bezeichnet  $y$  den Anteil des Untergrundes am Gesamtwirkungsquerschnitt im Spektrum und ist der Untergrund konstant, so führt dies zu einem weiteren Dämpfungsfaktor  $(1 - y^2)$  in der Autokorrelationsfunktion. Ist der Untergrund hingegen energieabhängig, so treten in der Autokorrelationsfunktion weitere additive Terme auf, die die Autokorrelation des Untergrundes mit sich selbst enthalten. Handelt es sich hierbei nur um eine schwache Abhängigkeit, steigt der Untergrund zum Beispiel linear oder quadratisch an, so lassen sich diese Terme auch nach Polynomen entwickeln.

## A.9 Zusammenfassung

Bei Berücksichtigung aller bisher beschriebenen Effekte ergibt sich insgesamt folgende Autokorrelationsfunktion

$$C(\epsilon) = \frac{1}{N_{eff}^{(tot)}} (1-y)^2 \frac{1}{1 + \frac{\Delta E}{\pi\Gamma}} \frac{1}{1 + (\frac{\epsilon}{\Gamma_{eff}})^2} + C_{Untergrund}(\epsilon) + C_{Statistik}(\epsilon) . \quad (A.17)$$

Der relative Fehler in der Bestimmung der Autokorrelationsfunktion ist proportional zu  $\sqrt{\pi\Gamma_{eff}/\Delta I}$ . In Gleichung (A.17) können alle Terme außer  $C_{Untergrund}(\epsilon)$  im Rahmen von Hausser–Feshbach Rechnungen mit empirisch gefundenen Parametern für Zustandsdichten und Kohärenzbreiten abgeschätzt werden.

Ist die experimentelle Energieauflösung  $\Delta E$  viel größer als die Kohärenzbreite  $\Gamma$ , so enthält die Form der Autokorrelationsfunktion keine physikalische Information. Es reicht, die Autokorrelationsfunktion bei  $\epsilon = 0$  und das Verhalten bei großen  $\epsilon$  zu untersuchen.

Ähnlich wie im Falle der Porter–Thomas Fluktuationen kann grundsätzlich auch hier ein iteratives Verfahren entwickelt werden, um den Untergrundverlauf zu bestimmen.

In einem ersten Schritt wird ein angenommener Untergrundverlauf vom gemessenen Spektrum subtrahiert. Vom so gebildeten Differenzspektrum, das jetzt untergrundfrei ist, wird die Autokorrelationsfunktion (A.6) berechnet. Ist der angenommene Untergrundverlauf korrekt, so muss erstens die Autokorrelationsfunktion für große  $\epsilon$  gegen 0 konvergieren und zweitens muss das so bestimmte  $C(0)$  mit dem aus Gleichung (A.17) berechneten Wert übereinstimmen. Ist dies nicht der Fall, muss der Untergrund variiert und die Autokorrelationsfunktion erneut bestimmt werden.

Um Grobstrukturen oder langreichweitige Korrelationen in den Spektren zu unterdrücken, kann die Autokorrelationsanalyse auch auf den stationären Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{stat} = \frac{\sigma}{\langle \sigma \rangle}$  angewandt werden. Hierbei wird  $\sigma_{stat}$  berechnet, nachdem der Untergrund abgezogen worden ist. Den lokalen Mittelwert  $\langle \sigma \rangle$  des Wirkungsquerschnittes erhält man durch Faltung des Spektrums mit einer Gaußfunktion. Das Ergebnis der Autokorrelationsanalyse ist in der Regel nicht unabhängig

von der gewählten Breite der Gaußfunktion. Ist diese zu klein, so gehen Strukturen in den Spektren und damit die gesuchten Fluktuationen verloren. Ist sie zu groß, kehrt man zur Anwendung der Autokorrelationsfunktion auf das ursprüngliche Spektrum selbst zurück. Enthält dieses langreichweitige Korrelationen, wie z. B. breite Resonanzen, so führen diese zu weiteren Beiträgen in der Autokorrelationsfunktion. Die geeignete Halbwertsbreite muss jeweils für jedes spezielle Problem individuell gefunden und die Stabilität des Verfahrens überprüft werden.

Für die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Elektronenstreuenspektren aus der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(e, e')$  lässt sich das Verfahren nicht sinnvoll anwenden. Schon die große Anzahl von über 600 effektiven Kanälen, die man im stark vereinfachten Modell der ausschließlichen Anregung von  $J^\pi = 2^-$  Zuständen erhält, lässt die Schwierigkeiten erahnen. Durch das ungünstige Verhältnis von experimenteller Energieauflösung zur Kohärenzbreite  $\Delta E/\Gamma \approx 80$  wird die Autokorrelationsfunktion nochmals stark abgedämpft.

Die Situation kann aber in anderen, leichteren Kernen sehr viel günstiger aussehen. In  $^{40}\text{Ca}$  z. B. beträgt die Kohärenzbreite 16 keV, ist also durchaus mit der experimentellen Energieauflösung vergleichbar [142]. Auch ist die Zustandsdichte in den Restkernen kleiner und die Anzahl der offenen Kanäle reduziert sich damit.

Eine andere Anwendungsmöglichkeit liegt im Bereich der koinzidenten Elektronenstreuung, dies wurde z. B. in [147] gezeigt. Zum einen erhält man in diesem Falle untergrundfreie Spektren, zum anderen wird der Zerfall des Compoundkernes detektiert und die einzelnen Endzustände können getrennt analysiert werden.

# Literatur

- [1] A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys. **13** (1985) 1.
- [2] A. Richter, Nucl. Phys. **A522** (1991) 139c.
- [3] A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys. **34** (1995) 261.
- [4] A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys. **44** (2000) 3.
- [5] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, Nucl. Phys. **A606** (1996) 183.
- [6] W. Knüpfer, M. Dillig, A. Richter, Phys. Lett. **95B** (1980) 349.
- [7] A. Richter, in: H. Arenhövel and D. Drechsel (Eds.), *Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions*, Lecture Notes in Physics **108**, Berlin – Heidelberg – New York, Springer (1979) 19.
- [8] P. von Neumann-Cosel, A. Poves, J. Retamosa, A. Richter, Phys. Lett. **443B** (1998) 1.
- [9] C. Martinez-Pinedo, A. Poves, E. Caurier, A.P. Zuker, Phys. Rev. **C 53** (1996) R2602.
- [10] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V.Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D.I. Sober, T. Waindzoch, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.
- [11] W. Mettner, Dissertation D17, TH Darmstadt (1984).
- [12] W. Mettner, A. Richter, W. Stock, B.C. Metsch, A.G.M. van Hees, Nucl. Phys. **A473** (1987) 160.
- [13] F. Hofmann, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [14] D. Lacroix, P. Chomaz, Phys. Rev. **C60** (1999) 064304.
- [15] D. Lacroix, A. Mai, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, J. Wambach, Phys. Lett. **479B** (2000) 15.
- [16] J. Wambach, Rep. Prog. Phys. **51** (1988) 989.

- [17] G.E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720.
- [18] R. Rapp, J. Wambach, Adv. Nucl. Phys., in Druck.
- [19] C.M. Ko, V. Koch, G. Li, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **47** (1997) 505.
- [20] M. Soyeur, G.E. Brown, M. Rho, Nucl. Phys. **A556** (1993) 355.
- [21] A.M. Lallena, Phys. Rev. **C48** (1993) 344.
- [22] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7** (1957) 231.
- [23] H. Überall, *Electron Scattering From Complex Nuclei – Part A*, Academic Press, New York – London (1971).
- [24] H. Theissen, Springer Tracts in Mod. Phys. **65** (1972).
- [25] T. de Forest, J.D. Walecka, Adv. Phys. **15** (1973) 1.
- [26] J. Heisenberg, H.P. Blok, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 569.
- [27] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze, T. Walcher, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 9.
- [28] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, H. Theissen, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 17.
- [29] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze, T. Walcher, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 29.
- [30] J. Foh, R. Frey, R. Schneider, D. Schüll, A. Schwierczinski, H. Theissen, O. Titze, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 43.
- [31] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Scholten, Phys. Lett. **137B** (1984) 27.
- [32] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpper, H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c.
- [33] A. Lenhardt, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [34] M. Knirsch, Dissertation D17, TH Darmstadt (1991).



- [35] K.-D. Hummel, Dissertation D17, TH Darmstadt (1992).
- [36] J. Horn, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [37] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann–Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J.P.F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **72** (1995) 2411.
- [38] J. Freudenberger, H. Genz, V.V. Morokhovskii, A. Richter, V.L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn, J.P.F. Sellschop, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267.
- [39] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, Nucl. Instr. and Meth. **A429** (1999) 21.
- [40] P. Mohr, J. Enders, T. Hartman, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. **A423** (1999) 480.
- [41] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 274.
- [42] S. Watzlawik, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [43] S. Kowalski, H. Enge, University of Illinois, Research Proposal (1986) unveröffentlicht.
- [44] R. Kämpf, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991).
- [45] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994.
- [46] S. Strauch, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [47] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D.I. Sober, S.K. Matthews, L.W. Fagg, Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 325.
- [48] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, Č. Zupančič, Nucl. Instr. Meth. **62** (1968) 262.

- [49] G. Charpak, F. Sauli, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **34** (1984) 285.
- [50] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, (Springer, Heidelberg, 1993).
- [51] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN **77-09** (1977).
- [52] W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Creswell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad, T. Sasanuma, *Nucl. Instr. Meth.* **141** (1977) 457.
- [53] B.A.M. Krüsemann, R. Bassini, F. Ellinghaus, D. Frekers, M. Hagemann, V. H. Hannen, H. von Heynitz, J. Heyse, S. Rakers, H. Sohlbach, H. J. Wörtche, *Nucl. Instr. Meth.* **A431** (1999) 236.
- [54] F.M. Newcomer, S. Tedja, R. van Berg, J. van der Spiegel, H.H. Williams, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* **40** (1993) 630.
- [55] H.H. Williams, N. Dressnandt, T. Ekenberg, E.J. Gerds, F.M. Newcomer, S. Tedja, R. van Berg, J. van der Spiegel, *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995) 146.
- [56] Datenblatt, Transimpedance Amplifier NE5212, Firma Valvo.
- [57] Datenblatt, Quad Ultrafast Voltage Comparator MVL407, Firma LeCroy.
- [58] Y. Kalmykov, Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung.
- [59] Datenblatt, MAXIM Single/Dual/Quad, Ultra-High-Speed, Beyond-the-Rails Comparators, Firma Maxim.
- [60] QuickLogic FPGAs, Handbuch, Firma QuickLogic.
- [61] TDC-GP1, Dokumentation, Firma ACAM Mess-Elektronik.
- [62] F. Neumeyer, Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt (1997).
- [63] A. Stiller, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991), unveröffentlicht.
- [64] G. Herbert, Dissertation D17, TH Darmstadt (1994).

- [65] A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton, New Jersey, Princeton University Press (1957).
- [66] T.W. Donnelly, I. Sick, Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 461.
- [67] E. Caurier, K. Langanke, G. Martinez–Pinedo, F. Nowacki, Nucl. Phys. **A653** (1999) 439.
- [68] E. Caurier, G. Martinez–Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, A.P. Zuker, Phys. Rev. **C59** 2033.
- [69] J. Speth, J. Wambach, in: J. Speth (Ed.), *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, Int. Rev. of Mod. Phys **7** (1991) 1.
- [70] S. Drożdż, S. Nishizaki, J. Speth, J. Wambach, Phys. Rep. **197** (1990) 1.
- [71] G.A. Peterson, W.C. Barber, Phys. Rev. **128** (1962) 812.
- [72] R.E. Rand, Nucl. Instr. and Meth. **39** (1966) 45.
- [73] W.L. Bendel, L.W. Fagg, R.A. Tobin, H.F. Kaiser, Phys. Rev. **173** (1968) 1103.
- [74] G.J.C van Niftrik, H. de Vries, L. Lapikas, C. de Vries, Nucl. Instr. and Meth. **93** (1971) 301.
- [75] G.A. Peterson, J.B. Flanz, D.V. Webb, H. de Vries, C.F. Williamsen, Nucl. Instr. and Meth. **160** (1979) 375.
- [76] A.J.H. Donne, G. Van Middelkoop, H. de Vries, L. Lapikas, J.B. Van der Laan, C. de Vries, J.G. Noomen, Nucl. Instr. and Meth. **244** (1984) 97.
- [77] J.T. O’Brien, D.I. Sober, L.W. Fagg, H. Crannell, M. Petraitis, J.P. Connelly, J.R. Deininger, S.E. Williamson, Nucl. Instr. and Meth. **A312** (1992) 531.
- [78] C. Hofmann, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1994).
- [79] C. Lüttge, Dissertation D17, TH Darmstadt (1994).
- [80] F. Hofmann, private Mitteilung.

- [81] U. Deutschmann, G. Lahm, R. Neuhausen, J.C. Bergstrom, Nucl. Phys. **A411** (1983) 337.
- [82] P. von Neumann–Cosel, H.–D. Gräf, U. Krämer, A. Richter, E. Spamer, Nucl. Phys. **A669** (1999) 3.
- [83] J.B. Flanz, R.S. Hicks, R.A. Lindgren, G.A. Peterson, J. Dubach, W.C. Haxton, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1922.
- [84] M. R. Bhat, Nucl. Data Sheets **80** (1997) 789.
- [85] H..P. Blok, J.J. Kraushaar, P.A. Batay–Csorba, F.E. Cecil, Nucl. Phys. **A386** (1982) 61.
- [86] S. Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [87] F. Neumeyer, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993).
- [88] L.C. Maximon, D.B. Isabelle, Phys. Rev. **B133** (1964) 1344.
- [89] L.C. Maximon, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 193.
- [90] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.
- [91] B. Jonson, E. Hagberg, P.G. Hansen, P. Hornshøj, P. Tidemand–Petersson, *Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclei far from Stability*, Cargèse, 1976, CERN 76–13 (1976) 277.
- [92] N. Huxel, Dissertation, TH Darmstadt (1997), unveröffentlicht.
- [93] S. Müller, Dissertation D17, TH Darmstadt (1983).
- [94] G.F. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, W.G. Love, Nucl. Phys. **A284** (1977) 399.
- [95] L. Trache, A. Kolomiets, S. Shlomo, K. Heyde, H. Dejbakhsh, C.A. Gagliardi, R.E. Tribble, X. G. Zhou, V.E. Iacob, A.M. Oros, Phys. Rev. **C54** (1996) 2361.
- [96] V.Yu. Ponomarev, V.G. Soloviev, Ch. Stoyanov, A.I. Vdovin, Nucl. Phys. **A323** (1979) 446.

- [97] G. Fricke, C. Bernhardt, K. Heilig, L.A. Schaller, L. Schellenberg, E.B. Shera, C.W. De Jager, Nucl. Data Sheets **60** (1995) 177.
- [98] V.Yu. Ponomarev, private Mitteilung.
- [99] R.A. Lindgren, W.L. Bendel, E.C. Jones, Jr., L.W. Fagg, X.K. Maruyama, J.W. Lightbody, Jr., S.P. Fivozinsky, Phys. Rev. **C14** (1976) 1789.
- [100] N. Marty, C. Djalali, M. Morlet, A. Willis, J.C. Jourdain, N. Anantaraman, G.M. Crawley, A. Galonsky, Nucl. Phys. **A396** (1983) 145c.
- [101] W.G. Love, M.A. Franey, Phys. Rev. **C24** (1981) 1073.
- [102] F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, K. Govaert, L. Govor, M. Hagemann, J. Heyse, E. Jacobs, W. Mondelaers, V.Yu. Ponomarev, Phys. Rev. **C62** (2000) 024302.
- [103] G. Holzwarth, G. Eckart, Z. Phys. **A 283** (1977) 219.
- [104] G. Holzwarth, G. Eckart, Nucl. Phys. **A325** (1979) 1.
- [105] P.F. Bortignon, A. Bracco, R.A. Broglia, *Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature*, Harwood Academic, Amsterdam (1998).
- [106] J. Winchenbach, K. Pingel, G. Holzwarth, G. Kühner, A. Richter, Nucl. Phys. **A410** (1983) 237.
- [107] G. Kilgus, G. Kühner, S. Müller, A. Richter, W. Knüpfer, Z. Phys. **A326** (1987) 41.
- [108] T. Ericson, Adv. Phys. **9** (1960) 425.
- [109] R.C. Hwa, physics/9809041.
- [110] D. Lacroix, private Mitteilung.
- [111] T.T.S. Kuo, G.E. Brown, Nucl. Phys. **114** (1968) 241.
- [112] T. Minamisono, K. Matsuta, T. Yamaguchi, K. Minamisono, M. Fukuda, A. Kitagawa, K. Koshigiri Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1644.
- [113] G.E. Brown, M. Buballa, Z.B. Li, J. Wambach, Nucl. Phys. **A593** (1995) 295.

- [114] M.S. Fayache, L. Zamick, B. Castel, Phys. Rep. **290** (1997) 201.
- [115] M.L. Goldberger, S.B. Treiman, Phys. Rev. **11** (1958) 1178.
- [116] F. Klingl, N. Kaiser, W. Weise, Nucl. Phys. **A624** (1997) 527.
- [117] S. Müller, G. Kuchler, A. Richter, H.P. Blok, H. Blok, C.W. de Jager, H. de Vries, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 293.
- [118] M.S. Fayache, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, Y.Y. Sharon, L. Zamick, Nucl. Phys. **A627** (1997) 14.
- [119] E.J. Stephenson, J. Liu, A.D. Bacher, S.M. Bowyer, S. Chang, C. Olmer, S.P. Wells, S.W. Wissink, J. Lisantti, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1636.
- [120] F. Sammarruca, E. J. Stephenson, K. Jiang, J. Liu, C. Olmer, A.K. Opper, S.W. Wissink, Phys. Rev. **C 61** (2000) 014309.
- [121] J.E. Wise, J.S. McCarthy, R. Altemus, B.E. Norum, R.R. Whitney, J. Heisenberg, J. Dawson, O. Schwentker, Phys. Rev. **C 31** (1985) 1699.
- [122] P. von Neumann–Cosel, F. Neumeyer, B. Reitz, A. Richter, J. Wambach Phys. Rev. **C 62** (2000) 034307.
- [123] J. Speth, V. Klemt, J. Wambach, G. E. Brown, Nucl. Phys. **A343** (1980) 382.
- [124] G. Co, A. M. Lallena, Nucl. Phys. **A510** (1990) 139.
- [125] G.E. Brown, J. Wambach, Nucl. Phys. **A568** (1994) 895.
- [126] M.G.E. Brand, K. Allaart, Nucl. Phys. **A509** (1990) 1.
- [127] R.H. McCamis, T.N. Nasr, J. Birchall, N.E. Davison, W.T.H. van Oers, P.J.T. Verheijen, R.F. Carlson, A.J. Cox, B.C. Clark, E.D. Cooper, S. Hama, R.L. Mercer, Phys. Rev. **C 33** (1986) 1624.
- [128] G.F. Bertsch, I. Hamamoto, Phys. Rev. **C26** (1982) 1323.
- [129] W. Steffen, H.–D. Gräf, A. Richter, A. Härting, W. Weise, U. Deutschmann, G. Lahm, R. Neuhausen, Nucl. Phys. **A404** (1983) 413.

- [130] K. Takayanagi, K. Shimizu, A. Arima, Nucl. Phys. **A481** (1988) 313.
- [131] W. Steffen, Dissertation D17, TH Darmstadt (1984).
- [132] G. Baym, G.E. Brown, Nucl. Phys. **A247** (1975) 395.
- [133] J.E. Amaro, A.M. Lallena, Phys. Lett. **261B** (1991) 229.
- [134] S. Müller, F. Beck, D. Meuer, A. Richter, Phys. Lett. **113B** (1982) 362.
- [135] E. Gadioli, L. Zetta, Phys. Rev. **167** (1968) 1016.
- [136] J.R. Huizenga, H.K. Vonach, A.A. Katsanos, A.J. Gorski, C.J. Stephan, Phys. Rev. **182** (1969) 1149.
- [137] H. Vonach, M. Hille, Nucl. Phys. **A127** (1969) 289.
- [138] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Nucl. Phys. **A217** (1973) 269.
- [139] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9** (1937) 69.
- [140] T. von Egidy, H.H. Schmidt, A.N. Behkami, Nucl. Phys. **A481** (1988) 189.
- [141] Y. Alhassid, *Proc. Int. Symposium Nuclei and Nucleons*, Darmstadt, 2000, Nucl. Phys. **A** in Druck.
- [142] K.A. Eberhard, A. Richter, Proc. Int. Conf. Statistical Properties Nuclei, ed. J. B. Garg, (Plenum Press, New York, London, 1972), Albany (1971) pp. 139-145.
- [143] M.G. Braga Marcazzan, L. Milazzo Colli, Progr. Nucl. Phys. **11** (1970) 145-193
- [144] A. Richter, in Nuclear Spectroscopy and Reactions B, 40, ed. J.Cerney, (Academic Press, New York, 1974), 343.
- [145] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267.
- [146] J. Carter, H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, S. Strauch, Nucl. Phys. **A**, eingereicht.
- [147] U. Helm, Dissertation D17, TH-Darmstadt (1990).

- [148] T. Ericson, T. Mayer–Kuckuk, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 16 (1966) 183.
- [149] W. von Witsch, A. Richter, P. von Brentano, *Phys. Rev.* 169 (1968) 923.
- [150] P. Fessenden, W.R. Gibbs, R.B. Leachman, *Phys. Rev. Lett.* 15 (1965) 796.
- [151] W. von Witsch, P. von Brentano, T. Mayer–Kuckuk, A. Richter, *Nucl. Phys.* **80** (1966) 394.



# Danksagung

Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter danke ich für seine Unterstützung, seinen Rat und die Möglichkeit, meine Kenntnisse auf internationalen Sommer-schulen, Workshops und Konferenzen zu vertiefen.

Herrn Professor Dr. Jochen Wambach danke ich für die Übernahme des Korrefe-rates, für seine immer offene Tür und die vielen fruchtbaren Diskussionen.

Herr Privatdozent Dr. Peter von Neumann–Cosel und Herr Dr. Gerhard Schrie-der haben mir in allen Phasen der Promotion mit Rat und Tat geholfen. Dafür möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Herr Dipl.–Ing. Uwe Bonnes und die Elektronikwerkstatt haben durch ihr En-gagement bei der Entwicklung der Ausleseelektronik ganz wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Vielen herzlichen Dank.

I am grateful to Dr. Vladimir Ponomarev and to Dr. Denis Lacroix for their sup-port concerning SRPA and DWBA calculations and the entropy index.

Bei Herrn Privatdozent Dr. Hanns Ludwig Harney möchte ich mich ganz herzlich für die lehrreichen Diskussionen über alle Arten von Fluktuationen bedanken.

I am very grateful to Professor Dr. Daniel Sober for his continuous interest in my work and the support of the work at the 180°–facility.

Herrn Dr. Heinrich Wörtche, Herrn Professor Dr. Dieter Frekers und allen Mit-gliedern der EUROSUPERNOVA–Kollaboration möchte ich für die gute Zusam-menarbeit und die vielen Ratschläge danken.

Herrn Dipl.–Phys. Frank Hofmann danke ich für die Unterstützung bei der Durch-führung der Experimente und die Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe.

Bei Herrn Dipl.–Phys. Kai Schweda möchte ich mich für die freundschaftliche Zusammenarbeit in den langen Jahren des Physik–Studiums bedanken.

Allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern der Spektrometergruppe und al-len weiteren, bisher nichtgenannten Mitarbeitern und Kollegen möchte ich für die Zusammenarbeit und die Unterstützung danken.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter Förderkennzeichen 06 DA 665 I, der Deutschen Forschungs-gemeinschaft unter den Förderkennzeichen Ri 242/12 und FOR 272/2-1 und der Europäischen Gemeinschaft unter dem Förderkennzeichen ERB CT94 0562.



# Lebenslauf

Bodo Reitz

|                    |  |
|--------------------|--|
| 13. April 1971     | geboren in Rüsselsheim   |
| 1977 – 1981        | Besuch der Grundschule in Trebur   |
| 1981 – 1983        | Besuch der Mittelpunktschule Trebur  |
| 1983 – 1990        | Besuch der Immanuel-Kant-Schule Rüsselsheim mit<br>Abschluß Abitur                                   |
| 1990 – 1991        | Zivildienst beim Deutschen Roten Kreuz in Groß-<br>Gerau   |
| 1991 – 1996        | Studium der Physik an der Technischen Hochschule<br>Darmstadt mit Abschluß Diplom                    |
| seit November 1996 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kern-<br>physik der Technischen Universität Darmstadt |
| Dezember 1996      | Studien-Förderpreis der Wilhelm Heinrich & Else<br>Heraeus Stiftung                                  |



Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Oktober 2000